

THÈSES

PRÉSENTÉES A LA

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Georges VALLADAS

- 1^{re} THÈSE.** — Contribution à l'étude de la spectrométrie α par la chambre d'ionisation à impulsion. Application à l'étude de la structure fine du rayonnement de quelques noyaux lourds.
- 2^e THÈSE.** — Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 26 mai 1954 devant la Commission d'examen.

M. E. BAUER, *Président*

Mme I. JOLIOT-CURIE

MM. F. PERRIN

A. BERTHELOT

} *Examineurs*

COMMISSARIAT A L'ENERGIE ATOMIQUE

Service de Documentation

1955

THÈSES

PRÉSENTÉES A LA

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Georges VALLADAS

1^{re} THÈSE. — Contribution à l'étude de la spectrométrie α par la chambre d'ionisation à impulsion. Application à l'étude de la structure fine du rayonnement de quelques noyaux lourds.

2^e THÈSE. — Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 26 mai 1954 devant la Commission d'examen.

M. E. BAUER, *Président*

Mme I. JOLIOT-CURIE

MM. F. PERRIN

A. BERTHELOT

} *Examineurs*

COMMISSARIAT A L'ENERGIE ATOMIQUE

Service de Documentation

1955



FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Doyen M. J. PÉRÈS.

PROFESSEURS

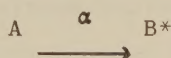
G. JULIA T	Analyse supérieure et Algèbre supérieure.	Max MORAND	Physique.
A. DENJOY T	Théorie des Fonctions.	SOLEILLET T	Physique.
L. LUTAUD T	Géographie physique et Géologie dynamique.	FORTIER T	Mécanique expérimentale des fluides.
E. DARMOIS T	Enseignement de Physique.	DANJON T	Astronomie.
R. LEVY T	Physiologie comparée.	FROMAGEOT T	Chimie biologique.
POCH T	Mécanique physique et expérimentale.	LAPORTE T	Physique générale et Radioactivité.
PAUTHENIER T	Electrotechnique générale.	JANET T	Mécanique analytique et Mécanique céleste.
De BROGLIE T	Théories physiques.	PETIT T	Biologie maritime.
JOB T	Chimie générale.	QUENEY T	Météorologie et Dynamique atmosphérique.
PRENANT T	Anatomie et Histologie comparées.	GALLIEN T	Biologie animale (P.C.B.)
GARNIER T	Géométrie supérieure.	EICHHORN T	Biologie végétale (P.C.B.)
PERES T	Mécanique des fluides et applications.	De CUGNAC T	Biologie végétale (P.C.B.)
LAUGIER T	Physiologie générale.	Mlle CAUCHOIS T	Chimie - Physique.
M. CURIE T	Physique (P.C.B.).	THELLIER T	Physique du Globe.
VALIRON T	Calcul différentiel et calcul intégral.	AUDUBERT T	Electrochimie.
BARRABE T	Géologie structurale et géologie appliquée.	L'HERITIER T	Génétique.
G. DARMOIS T	Calcul des probabilités et Physique mathématique.	GRIVET T	Radio Electricité.
J. BOURCART T	Géographie physique et Géologie dynamique.	PONCIN T	Mécanique des fluides.
Mme JOLIOT-CURIE T	Physique générale et Radioactivité.	THIRY T	Mécanique appliquée.
PLANTEFOL T	Botanique.	DUBREIL T	Arithmétique et théorie des nombres
CABANNES T	Recherches physiques.	QUELET T	Chimie organique
GRASSE T	Evolution des êtres organisés.	CAGNIARD T	Géophysique appliquée.
PREVOST T	Chimie organique.	CHAMPETIER T	Macromoléculaire.
BOULIGAND T	Application de l'analyse à la Géométrie.	CUVILLIER T	Géologie structurale et Géologie appliquée.
CHAUDRON T	Chimie appliquée.	JUNG T	Pétrographie.
WYART T	Minéralogie.	TRILLAT T	Chimie physique.
TEISSIER T	Zoologie.	WIEMANN T	Chimie (P.C.B.)
MANGENOT T	Biologie végétale.	JACQUINOT T	Physique (P.C.B.)
P. AUGER T	Physique quantique et relative.	VASSY T	Physique de l'atmosphère.
MONNIER	Physiologie générale.	DESTOUCHES T	Théories physiques.
PIVETEAU T	Géologie.	M. PRUVOST T	Géologie.
ROCARD T	Physique.	AMIEL T	Chimie (P.C.B.)
H. CARTAN T	Mathématiques (E.N. supérieure).	HOCART T	Minéralogie.
LAFFITTE T	Chimie générale.	J.P. MATHIEU T	Physique (P.C.B.)
FAVARD T	Mécanique générale.	COUTEAUX	Biologie animale (P.C.B.)
COULOMB T	Physique du Globe.	MAY	Biologie animale (P.C.B.)
Mlle COUSIN T	Biologie animale (P.C.B.)	CHOQUET T	Calcul différentiel.
CHRETIEN T	Chimie minérale.	FELDMANN	Biologie (P.C.B.)
P. DRACH T	Zoologie.	GUINIER T	Physique (P.C.B.)
KASTLER T	Physique.	JOST T	Biologie (P.C.B.)
EPHRUSSI T	Génétique.	FORTET	Calcul des probabilités.
WURMSER T	Biologie physico-chimique	SCHWARTZ T	Méthode mathématique de la Physique.
RIVIERE T	Géologie (P.C.B.).	CHOUARD T	Physiologie végétale.
GAUTHERET T	Biologie végétale (P.C.B.)	MALAVARD T	Aviation.
LUCAS T	Physique.	BRELOT T	Calcul différentiel.
A. THOMAS T	Biologie cellulaire.	NORMANT T	Chimie (P.C.B.)
ARNULF T	Optique appliquée.	BENARD	Chimie (P.C.B.)
		BUVAT	Botanique (E.N.S.)
		DUGUE	Statistique mathématique.
		GELOSO	Chimie (P.C.B.)
		SOULAIRAC	Psychophysiologie.
		ULRICH	Physiologie végétale.
		MARECHAL	Optique théorie et appliquée.

Secrétaire général Ch. MONIER

- I N T R O D U C T I O N -

La plupart des noyaux atomiques dont les nombres de charge et de masse excèdent respectivement 80 et 200 se désintègrent en émettant un rayonnement α . L'énergie libérée lors d'un tel processus a, pour chaque noyau d'une certaine espèce, une valeur bien déterminée. Très souvent, la presque totalité de cette énergie se retrouve sous forme d'énergie cinétique de la particule α (l'énergie restante étant emportée par le noyau en recul). Cependant, il arrive qu'une partie de l'énergie disponible soit conservée à l'intérieur du noyau résiduel sous forme d'énergie d'excitation. Le rayonnement comprend donc des particules α emportant toute l'énergie disponible dans la désintégration et des particules α d'énergie plus faible. Ces dernières se classent en groupes discrets correspondant chacun à une énergie d'excitation déterminée. Elles constituent le rayonnement de "structure fine" comme le nomma ROSENBLUM qui, le premier, observa ce phénomène.

Si A désigne le noyau initial et B* le noyau résiduel excité, la désintégration s'écrit conventionnellement :



Cette première dissociation est toujours suivie d'une désexcitation par l'émission de rayons γ , d'électrons de conversion et de rayonnements de réarrangement du cortège atomique. Pour connaître les niveaux énergétiques du noyau final et leurs caractéristiques quantiques (première étape dans la connaissance de la structure nucléaire), on peut effectuer différentes mesures sur le rayonnement de désexcitation. Cependant, ces mesures laissent souvent subsister des doutes sur la répartition des différents niveaux : l'étude de la structure fine de l'émission α aboutissant au noyau étudié permet, en général, de les lever. D'autre part, les mesures en coïncidence entre le rayonnement α et le rayonnement de désexcitation rendent plus facile la détection de certaines raies peu intenses et apportent des renseignements supplémentaires. Par exemple, les mesures de corrélation angulaire entre le rayonnement α et le rayonnement γ de désexcitation peuvent permettre de déterminer le spin du niveau correspondant : dans le chapitre IV, nous montrons une application de cette méthode.

La mesure de l'énergie et de l'intensité des raies de structure fine est également importante pour la théorie de l'émission α , en liaison avec les hypothèses sur la structure nucléaire.

Les deux moyens les plus couramment utilisés pour mesurer l'énergie d'un rayonnement α sont le spectrographe magnétique et la chambre d'ionisation à impulsion. Dans le premier cas, la source radioactive est placée dans le vide et les rayons des différents groupes d'énergie, focalisés par un champ magnétique, sont reçus par une plaque photographique. Dans la deuxième technique, la source est disposée dans une chambre

d'ionisation dont l'électrode collectrice est connectée à l'entrée d'un amplificateur linéaire. La charge libérée dans le gaz de la chambre par chaque particule α est, dans le domaine d'énergie étudié, proportionnelle à l'énergie de la particule. La variation de tension de l'électrode collectrice qui suit la réception de la charge libérée est suffisamment rapide pour permettre de recueillir, à la sortie de l'amplificateur, une impulsion de tension, laquelle est enregistrée. Quand un nombre suffisamment grand d'impulsions a été enregistré, on trace la distribution statistique des amplitudes des impulsions et on en déduit la distribution en énergie des particules α .

Dans un spectrographe magnétique, l'angle solide utile et la surface de la source sont petits. Pour obtenir une intensité suffisante sur les clichés, on doit donc utiliser des sources qui, dans le cas des émetteurs α à vie longue, comportent une quantité notable du radioélément étudié. Dans ces conditions, les particules qui sont émises des couches les plus profondes de la source voient une partie non négligeable de leur énergie absorbée par la source elle-même (autoabsorption). Ce phénomène diminue beaucoup le pouvoir séparateur de l'instrument : il s'ensuit que la technique du spectrographe magnétique est limitée à l'étude des radioéléments dont la période de désintégration n'excède pas $10^5 - 10^6$ ans.

Dans une chambre d'ionisation à impulsion, il est permis d'utiliser des sources dont la surface est aussi grande qu'on veut, en principe. Par ailleurs, l'angle solide utile est voisin de 2π . Il est donc possible d'étudier avec cet instrument des radioéléments dont la période est beaucoup plus longue que ci-dessus et nous montrerons qu'elle peut atteindre des valeurs de $10^{13} - 10^{14}$ ans.

Dans le présent travail, nous avons étudié et réalisé un spectromètre utilisant une chambre d'ionisation à impulsion. Nous l'avons appliqué à la mesure de l'émission de structure fine des émetteurs suivants : ^{230}Th , ^{234}U et ^{238}U (dont l'étude est difficile par la méthode du spectrographe magnétique). Nous avons besoin pour cette étude d'une résolution en énergie aussi bonne que possible, ce qui nous a conduit à étudier en détail le fonctionnement de la chambre d'ionisation et de l'amplificateur. L'ensemble de l'appareillage devait, par ailleurs, fonctionner d'une façon particulièrement stable et reproductible, pour permettre les mesures de longue durée nécessitées par la faible activité spécifique des éléments étudiés.

Ce travail a été effectué en partie au Service des Constructions électriques et en partie au Service de Physique nucléaire du C.E.A. J'exprime ma profonde gratitude à Monsieur M. SURDIN, qui a été pour moi un guide et un ami depuis mon entrée au C.E.A. Ma reconnaissance va également à Monsieur A. BERTHELOT, qui a dirigé la partie de ce travail consacrée à la physique nucléaire.

Je remercie mon ami V. NAGGIAR, à qui je dois ma première initiation à la technique de la chambre d'ionisation, les membres du Service de Physique nucléaire pour leur accueil sympathique et, en particulier, Monsieur R. BALLINI, qui m'a faci-

lité ce travail et m'a aidé de ses conseils. Je remercie également Monsieur PRUGNE et ses collaborateurs du laboratoire des techniques nucléaires, dont on ne saurait trop louer la compétence et la patience.

Je suis heureux de remercier Monsieur L. COHEN pour sa collaboration de tous les instants pendant l'exécution des expériences. Je lui suis redevable également de la réalisation pratique d'un appareillage délicat où chaque détail exigeait un soin minutieux et réfléchi.

Je remercie mes camarades du Service électrique qui m'ont toujours aidé avec bonne grâce, les membres du Service de Mécanique, du Service de Documentation et des Services de Chimie du C.E.A.

Une partie de ce travail a été faite en contact étroit avec des travailleurs de l'Institut du Radium. Que Madame JOLIOT-CURIE veuille bien trouver ici l'expression de ma gratitude ainsi que Monsieur VALADARES, dont les suggestions m'ont été précieuses, mes camarades J. TEILLAC, P. FALK-VAIRANT et Monsieur G. BOUSSIÈRES.

Enfin, je remercie Monsieur Francis PERRIN, Haut-Commissaire du C.E.A., qui m'a donné la possibilité d'entreprendre et de poursuivre ce travail.

- C H A P I T R E I -

- LA CHAMBRE D'IONISATION -

Sommaire. - La forme de l'impulsion est calculée dans le cas de la méthode adoptée : collection ionique sans attachement des électrons. Après une brève étude des meilleures conditions de fonctionnement (nature et pression du gaz de remplissage, tension appliquée), la chambre d'ionisation utilisée est décrite, ainsi que le compteur proportionnel qui lui est associé pour les mesures en coïncidence.

- GENERALITES -

Nous avons à choisir entre deux types de chambre :

- la chambre ordinaire à plateaux parallèles travaillant en "collection ionique" (cf. notamment [1]) ;
- la chambre à grille travaillant en "collection électronique".

Nous avons choisi le premier type pour les raisons suivantes :

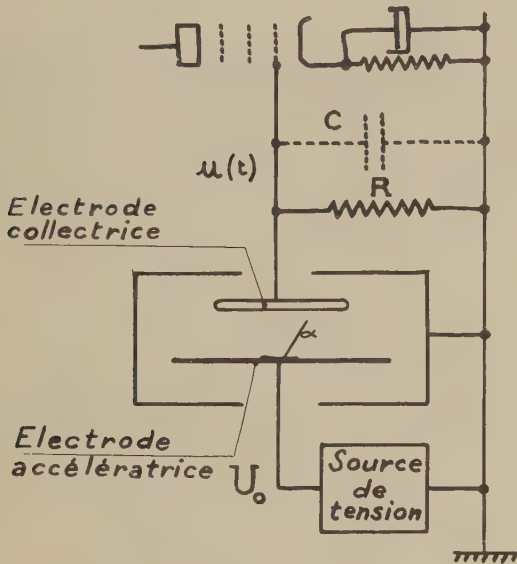
- 1°) - le fonctionnement de la chambre à grille exige que les électrons libérés par la particule α détectée soient collectés sans s'attacher sur des atomes ou des molécules neutres, formant ainsi des ions négatifs lourds. La chambre à collection ionique n'est pas astreinte à cette servitude. Dans ces conditions, la stabilité et la fidélité des mesures sont augmentées, puisqu'elles ne dépendent plus de la pureté du gaz utilisé.
- 2°) - Lorsque la condition de non-attachement des électrons est remplie, la chambre d'ionisation ordinaire permet, en outre, comme nous le verrons plus loin, de repérer la direction de la particule α en tirant parti des variations importantes de la forme du signal recueilli, en fonction de l'angle d'émission. Cette particularité nous a permis d'effectuer une canalisation des particules α sans utiliser un écran percé de trous, chaque fois que cette dernière solution pouvait présenter un inconvénient (cf. chapitres II et III). (Cette fonction auxiliaire ne demande pas un gaz d'une pureté aussi rigoureuse que dans une chambre à grille).

La chambre d'ionisation est schématisée par la figure 1. L'électrode inférieure, réunie à une source de tension constante, porte la source radioactive α . L'électrode supérieure, qui est l'électrode collectrice, est connectée à la grille du tube préamplificateur. La résistance R est destinée à écouler lentement, après chaque mesure, les charges collectées. La valeur de R est donc très grande et, comme elle n'influe pratiquement pas sur la forme du signal, nous supposons tout d'abord cette résistance infinie.

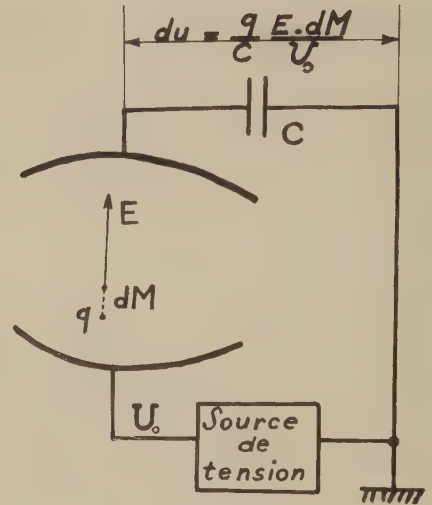
Deux cas extrêmes sont à considérer suivant les mobilités relatives des ions

positifs et négatifs dans le gaz de la chambre :

1er cas : les électrons libérés se fixent sur des molécules neutres du gaz, formant ainsi des ions négatifs lourds dont les mobilités sont du même ordre de grandeur que



- Fig. 1 -



- Fig. 2 -

celles des ions positifs.

2ème cas : le phénomène que nous venons de mentionner n'a pas lieu. C'est uniquement à ce dernier cas que nous nous intéressons dans ce qui suit.

La collection des électrons, beaucoup plus rapide que celle des ions positifs, se traduit par une variation relativement brusque de la tension de l'électrode collectrice. Ce saut initial de tension, pendant lequel on peut admettre que les ions positifs sont restés immobiles, est nommé composante électronique du signal reçu. Il est suivi d'une variation de tension beaucoup plus lente, dans le même sens, provenant du mouvement des ions positifs. La variation totale de tension de l'électrode collectrice n'atteint son maximum que lorsque le dernier ion positif a atteint l'électrode opposée à celle ayant collecté les électrons.

Avant de déterminer la loi de variation du potentiel de l'électrode collectrice au cours du temps, pendant la collection des charges libérées par une particule α , nous allons décrire l'effet élémentaire d'une charge ponctuelle q (fig. 2) [2] .

On démontre, en appliquant le principe de la conservation de l'énergie, que la variation de tension subie par l'électrode collectrice au cours d'un déplacement de la charge q est proportionnelle au travail effectué par le champ électrique pendant ce

déplacement. Cette variation de tension a pour expression infinitésimale :

$$du = \frac{q}{C} \frac{E \cdot dM}{U_0} \quad (1, I)$$

où
 E désigne l'intensité du champ électrique,
 dM le déplacement (dans la direction du champ),
 U₀ la différence de potentiel entre les deux électrodes,
 C la capacité totale de l'électrode collectrice. (1)

La charge se déplace dans la direction du champ. D'autre part, dans le cas où les électrodes sont planes et parallèles (celui que nous envisageons) :

$$E = \frac{U_0}{d} \quad (d : \text{distance entre les électrodes})$$

La trajectoire est alors perpendiculaire aux deux électrodes et la relation (1, I) devient, quel que soit le déplacement effectué :

$$du = \frac{q}{C} \frac{dM}{d} \quad (2, I)$$

II - FORME DU SIGNAL -

Calculons d'abord l'amplitude de la composante électronique du signal. Nous faisons usage de la relation (2, I) et nous nous référons à la figure 3. Remarquons que, pour l'application envisagée, il est légitime d'admettre que la répartition initiale des charges est rectiligne. Nous ferons les hypothèses suivantes :

- le parcours des particules α est inférieur à d ;
- la recombinaison des ions positifs et des électrons est négligeable ;
- la tension U₀ est négative ;
- la particule α est émise à l'instant t = 0 ;
- u = 0 pour t = 0.

L'amplitude de la composante électronique du signal a pour expression :

$$\begin{aligned} u_e &= - \frac{1}{Cd} \int_0^R \rho(x) \cdot (d - x \cos \theta) dx \\ &= - \frac{1}{C} \int_0^R \rho(x) dx + \frac{\cos \theta}{Cd} \int_0^R x \cdot \rho(x) dx \end{aligned}$$

(1) L'expression (1, I) suppose uniquement que q exerce une influence totale sur les deux électrodes en présence ou, ce qui revient pratiquement au même, que les distances entre les deux électrodes sont petites vis-à-vis des distances qui les séparent des parois de la chambre.

où $\rho(x)$ désigne la densité des charges à l'abscisse $OM = x$, le long de la trajectoire OR de la particule α .

La première intégrale représente la charge totale Q libérée, la seconde permet d'introduire le barycentre des charges.

Soit $\bar{R}$ son abscisse. Nous avons ;

$$u_e = -\frac{Q}{C} + Q \cdot \frac{\bar{R} \cos \theta}{Cd} = -\frac{Q}{C} \left(1 - \frac{\bar{R} \cos \theta}{d}\right) \quad (3, I)$$

La composante électronique du signal varie linéairement avec $\cos \theta$. Elle est minimum pour $\theta = 0$ (parcours de la particule α perpendiculaire à l'électrode accélératrice). Elle est maximum pour $\theta = \frac{\pi}{2}$ (parcours rasant).

Pour calculer la loi de variation ultérieure de u , nous ferons l'hypothèse que la distribution des charges est uniforme le long de la trajectoire des particules α . Cette hypothèse permet de simplifier beaucoup les calculs sans modifier sensiblement les résultats (cf. chapitre II).

On a alors : $\rho(x) = c \frac{te}{R} = \frac{Q}{R}$ et $\bar{R} = \frac{R}{2}$ (4, I)

Si v_+ représente la vitesse des ions positifs,

τ_e le temps de collection des électrons et

$\tau_i = \frac{R \cos \theta}{v_+}$ (5, I), le temps de collection des ions positifs, u est alors

donné par l'équation

$$u = u_e - \frac{1}{Cd} \int_0^{\frac{v_+ t}{\cos \theta}} \frac{Q}{R} x \cos \theta dx + \int_{\frac{v_+ t}{\cos \theta}}^R \frac{Q}{R} v_+ t dx$$

$$, \text{ pour } \tau_e \leq t \leq \tau_i$$

$$u = -\frac{Q}{C} \text{ ----- } , \text{ pour } t > \tau_i$$

Dans la première équation, le premier terme représente la contribution des électrons, que nous avons déjà calculée ; la première intégrale représente la contribution de tous les ions positifs qui, au temps $t = \frac{x \cos \theta}{v_+}$, ont déjà atteint l'électrode accélératrice ; la seconde intégrale est étendue à tous les ions positifs encore présents dans la chambre.

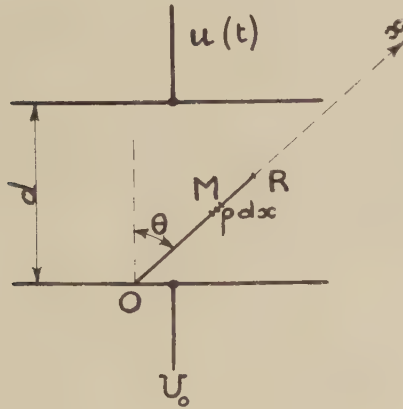
On a, en effectuant et en tenant compte de (3, I) et (4, I) :

$$u = -\frac{Q}{C} \left\{ 1 - \frac{R \cos \theta}{2d} + \left(1 - \frac{v_+ t}{2R \cos \theta}\right) \frac{v_+ t}{d} \right\}$$

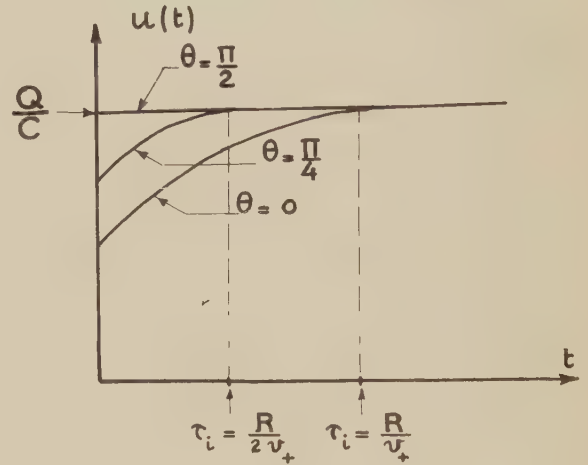
$$u = -\frac{Q}{C} \quad , \text{ pour } t \leq \tau_i = \frac{R \cos \theta}{v_+}$$

$$, \text{ pour } t > \tau_i \quad (6, I)$$

Cette expression rend compte en particulier des variations de la forme du signal avec l'angle d'émission θ de la particule α relativement à l'axe de la chambre. Sur la



- Fig. 3 -



- Fig. 4 -

figure 4, nous avons représenté les signaux correspondant à différentes valeurs de θ , dans le cas où le parcours des particules α est égal à d (distance entre les électrodes). Nous utiliserons l'expression (6, I) pour calculer le comportement du signal à travers l'amplificateur.

III - REALISATION DE LA CHAMBRE -

1° - Le gaz.

Nous avons choisi un gaz ne fixant pas les électrons. Un tel gaz a, entre autres, les avantages suivants :

- le saut initial de la tension de l'électrode collectrice, saut résultant de la collection rapide des électrons, permet de définir l'instant d'émission de la particule α avec une précision qui est de l'ordre de la microseconde, ce qui est important si l'on désire faire des mesures en coïncidence ;

- la relation entre l'amplitude de la composante électronique du signal et l'angle θ , que fait la direction d'émission de la particule avec l'axe de la chambre (3, I), permet de repérer cette direction ;

L'argon convient particulièrement. C'est le gaz rare le plus facile à se procurer. Par ailleurs, on sait que l'énergie moyenne d'ionisation w est sensiblement indépendante de l'énergie des particules α [4]. Elle est voisine de 27 eV, ce qui est une

valeur plutôt faible relativement aux autres gaz. Rappelons, par exemple, que $w = 36,6$ eV dans l'azote [5] .

2° - Conditions de fonctionnement.

La distance entre les électrodes (d), la pression du gaz (p) et la tension appliquée à la chambre (U_0) doivent être choisies en vue d'obtenir le temps de collection des ions le plus court possible. Nous verrons en effet, en étudiant l'amplificateur, que ce point est essentiel si l'on veut obtenir un bon rapport entre l'amplitude des impulsions et le bruit de fond.

Nous ne devons considérer ici que les ions positifs, puisque les électrons sont collectés en un temps relativement très court. Le temps de collection est donné par l'équation (5, I). Dans le cas le plus défavorable ($\theta = 0$) :

$$\tau_i = \frac{R}{v_+}$$

On a les relations :

$$R = \frac{p_0}{p} R_0, \quad v_+ = k_+ \frac{E}{p} = k_+ \cdot \frac{U_0}{pd}$$

où R_0 représente le parcours des particules α (à la pression de référence p_0) et k_+ la mobilité des ions positifs. Il s'ensuit que :

$$\tau_i = \frac{R_0 p_0}{p} \cdot \frac{pd}{k_+ U_0} = \frac{p_0 R_0 d}{k_+ U_0} \quad (7, I)$$

Donnons à d la valeur la plus petite permise, qui est égale au parcours des particules α :

$$d = R = \frac{p_0}{p} R_0$$

Finalement :

$$\tau_i = \frac{R_0^2 p_0}{k_+ U_0 p}$$

Cette expression montre l'intérêt de faire travailler la chambre à des pressions élevées et, ce qui était évident a priori, avec la plus grande tension d'accélération possible.

La tension U_0 est limitée par le risque d'apparition de décharges parasites entre les deux électrodes ou le long des isolateurs. La pression p est limitée, entre autres, par l'importance croissante de la recombinaison en colonne des ions.

Les valeurs que nous avons adoptées correspondent à l'application numérique

suivante :

$R_o \simeq 5$ cm pour $p_o = 1$ kg/cm² (parcours correspondant à des particules α d'une énergie égale à 6 MeV [6]).

$$U_o = 4\,000 \text{ V}$$

$$p = 4,5 \text{ kg/cm}^2$$

$$d = \frac{p_o}{p} \quad R_o \simeq 1,1 \text{ cm}$$

A la pression de 1 kg/cm²

$$k_+ \simeq 2,5 \text{ cm/s} \cdot V \cdot \text{cm}^{-1} \quad [7]$$

En reportant ces valeurs numériques dans l'expression de τ_i , on trouve :

$$\tau_i \simeq 0,6 \text{ ms.}$$

3° - Remarques.

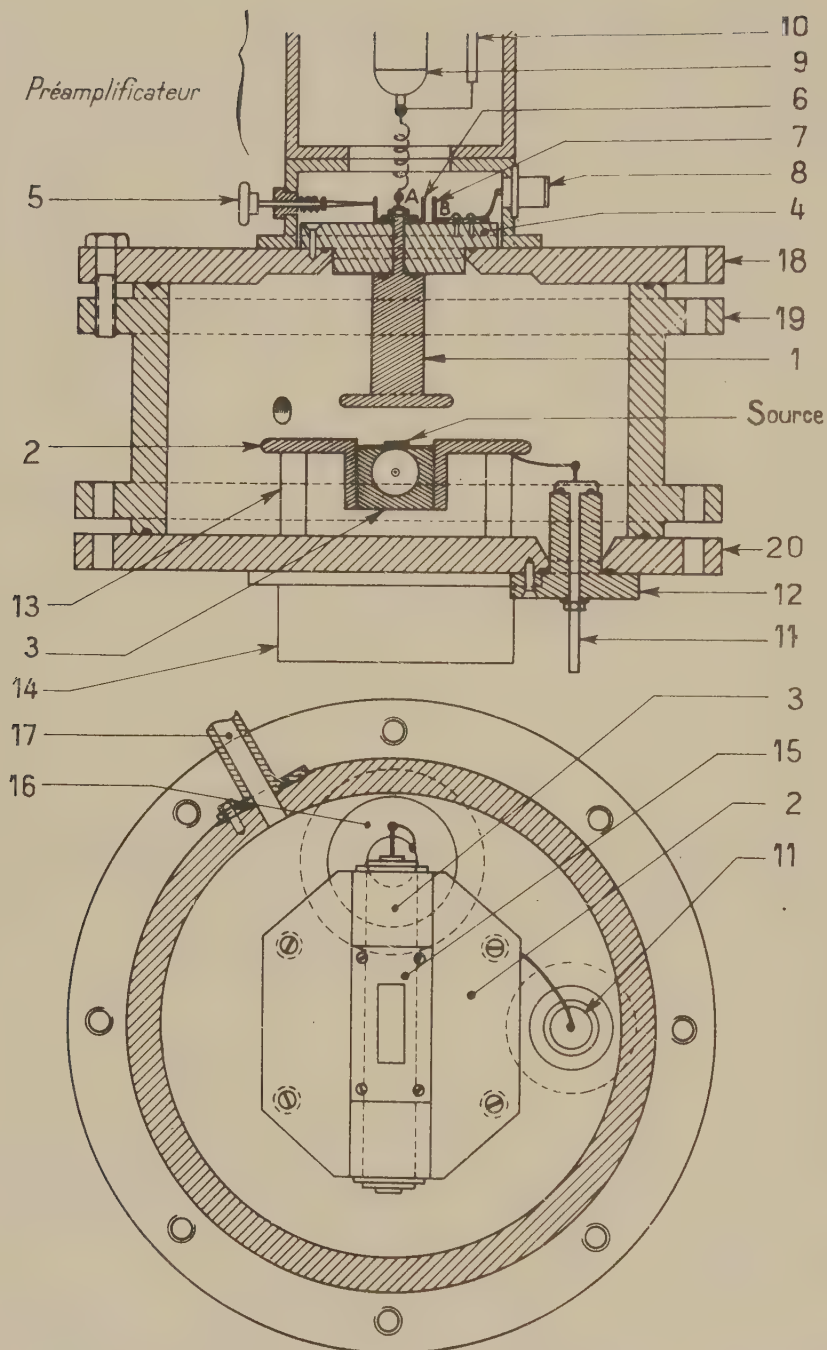
Des impuretés électronégatives dans le gaz de la chambre, et en premier lieu l'oxygène, peuvent fixer une certaine proportion des électrons libérés. La mobilité des ions négatifs ainsi formés étant du même ordre que celle des ions positifs, le temps de collection correspondant est peu différent de celui que nous venons de calculer.

4° - Réalisation pratique.

La chambre que nous avons réalisée est représentée par la figure 5. Signalons dès maintenant le compteur proportionnel qui est logé dans l'électrode accélératrice. Ce compteur est destiné à détecter les électrons de conversion accompagnant les particules α de la structure fine.

On reproche généralement à une chambre d'ionisation fonctionnant en collection ionique d'être particulièrement sensible aux vibrations extérieures, transmises par l'air ou le support. Ces vibrations se propagent à l'intérieur de la chambre. Elles entraînent des déplacements mutuels des deux électrodes, ce qui se traduit par l'apparition d'une tension alternative parasite sur l'électrode collectrice (effet microphonique). Cependant, ce phénomène peut être rendu négligeable si les pièces entrant dans la construction de la chambre sont épaisses et massives, ce qui est réalisé ici.

Les dimensions réduites de l'électrode collectrice et le diamètre de l'isolateur qui supporte cette dernière ont pour but de réduire au maximum la capacité de



- Fig. 5 -

- | | |
|--|---|
| 1) Electrode collectrice (laiton) | (10) Résistance de fuite |
| 2) Electrode accélératrice (laiton) | (11) Borne d'entrée de la tension d'accélération |
| 3) Coque du compteur proportionnel (laiton) | (12) Isolant de (11) (plexiglas) |
| 4) Support de l'électrode collectrice (plexiglas) | (13) Colonnettes isolantes (plexiglas) |
| 5) Bouton de mise à la masse de l'électrode collectrice | (14) Pièce destinée à supporter le préamplificateur du compteur proportionnel |
| 6) Armatures du condensateur d'étalonnage | (15) Porte-source |
| 7) Armatures du condensateur d'étalonnage | (16) Borne de sortie du compteur proportionnel |
| 8) Prise pour connecter l'armature (7) au générateur d'impulsions d'étalonnage | (17) Robinet de remplissage |
| 9) Tube préamplificateur | (18) Platine supérieure (acier doux) |
| | (19) Enveloppe (acier doux) |
| | (20) Platine inférieure (acier doux) |

l'électrode collectrice. Cette capacité a été trouvée égale à 8 pF environ.

Une pièce en U solidaire de l'électrode collectrice (A) et une petite armature fixée sur l'isolateur supportant l'électrode (B) constituent un condensateur à air de valeur bien définie. Ce condensateur est destiné à transmettre à l'électrode collectrice les signaux du générateur d'impulsion d'étalonnage dont nous parlerons plus loin.

L'étanchéité de la chambre est réalisée par des joints toriques. La pression de remplissage normale est $4,5 \text{ kg/cm}^2$; elle diminue de moins de 2 pour cent en un mois.

5° - Remplissage.

L'argon industriel, (proportion d'oxygène $< 2.10^{-5}$), convient parfaitement. La chambre est vidée jusqu'à une pression de l'ordre de 10^{-2} mm de mercure, rincée plusieurs fois à l'argon, puis remplie à la pression que nous avons indiquée. L'adjonction d'une faible quantité de CO_2 (par exemple 1 cm Hg par atmosphère d'argon) réduit le phénomène d'attachement des électrons ou son apparition progressive, sous l'influence du dégazage des parois de la chambre, des isolateurs en plexiglass, etc. Ce phénomène est en liaison avec l'effet RAMSAUER [3] .

6° - La source.

La source est fixée par quatre vis sur l'électrode accélératrice, soit directement, soit par l'intermédiaire d'un porte-source. Le porte-source peut être une feuille d'aluminium munie d'une ouverture ou une feuille de chrysocal percée de trous, constituant alors un canaliseur.

La surface utile maximum de la source est 10 cm^2 . Cependant, quand on désire faire des mesures en coïncidence avec le compteur proportionnel, la surface utile est limitée à la fenêtre du compteur. Cette dernière est figurée sur la figure 5 : c'est un rectangle dont la surface est environ 2 cm^2 .

7° - Le compteur proportionnel.

Le compteur est destiné à détecter sans discrimination les électrons dont l'énergie est supérieure à quelques KeV. Il permet également de détecter, avec un rendement de l'ordre de 20 pour cent, les rayons X des groupes L (des éléments lourds). Cette estimation du rendement est vérifiée par les mesures en coïncidence citées au chapitre III.

Les dimensions sont les suivantes :

- diamètre intérieur : 2 cm
- diamètre du fil central (molybdène) : 0,01 cm
- longueur utile : $\sim 10 \text{ cm}$

Pour $U_0 > 4\ 000\text{ V}$ environ, le rendement du compteur est pratiquement indépendant de la tension appliquée.

Il est possible de faire varier la limite inférieure de l'énergie des électrons de conversion détectés en disposant un écran approprié entre la source et la fenêtre du compteur. Une feuille d'aluminium d'une épaisseur égale à 0,02 mm (densité superficielle : $5,5\text{ mg/cm}^2$) permet par exemple, d'arrêter les électrons dont l'énergie est inférieure à 50 keV [8] .

- C H A P I T R E I I -

LE DISPOSITIF ELECTRONIQUE

SOMMAIRE. -

Le dispositif électronique est schématisé par la figure 6. Il peut se décomposer en quatre parties principales que nous allons étudier successivement :

- 1° - l'amplificateur,
- 2° - le dispositif d'enregistrement,
- 3° - le dispositif permettant de limiter éventuellement l'enregistrement aux particules α de structure fine, émises en coïncidence avec un électron de conversion, ou un rayonnement X mou détectés par le compteur proportionnel ;
- 4° - le dispositif de canalisation électrique des particules α .

Ces deux dernières parties seront étudiées dans le même paragraphe.

I - L'AMPLIFICATEUR -

Une particule α d'énergie égale à 5 MeV, libère $n = \frac{5 \cdot 10^6}{26} \approx 2 \cdot 10^5$ paires d'ions. Avec $C \approx 15$ pF (somme des capacités de l'électrode collectrice et du circuit d'entrée), l'amplitude du signal à l'entrée du préamplificateur a pour valeur :

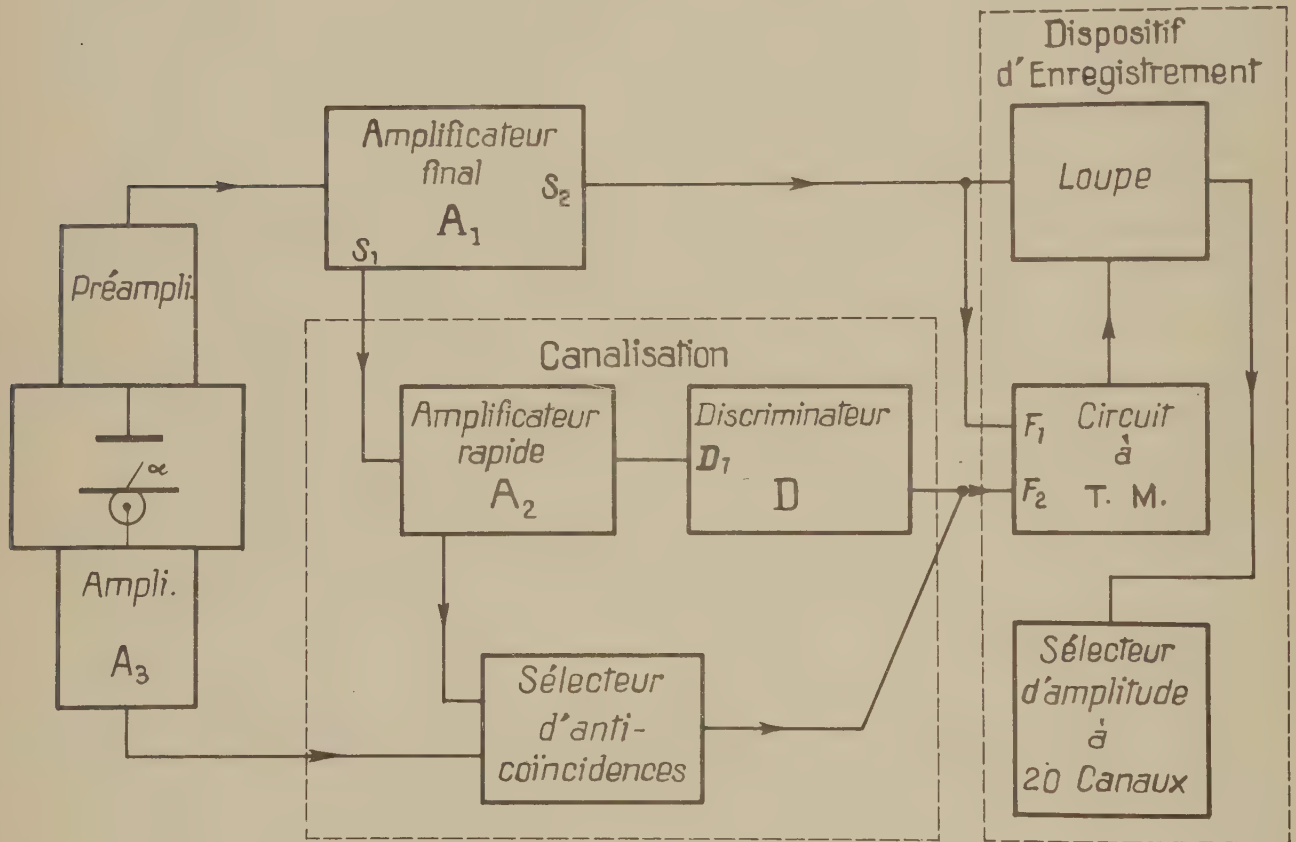
$$u_{\max} = \frac{ne}{C} = \frac{2 \cdot 10^5 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}}{15 \cdot 10^{-12}} \approx 2 \text{ m V} \quad (1, II)$$

Pour amener l'amplitude du signal à un niveau suffisant, un facteur d'amplification de l'ordre de $5 \cdot 10^4$ est nécessaire.

L'amplificateur est divisé en deux parties distinctes : le préamplificateur, qui fait corps avec la chambre, et l'amplificateur final.

Nous allons étudier tout spécialement le préamplificateur. Les fluctuations de tension dans le circuit d'entrée interviennent, en effet, de façon prépondérante pour fixer la résolution spécifique de l'amplificateur. Ces fluctuations, ou bruit de fond,

proviennent surtout du premier tube et dépendent beaucoup de ses conditions de fonctionnement. Ces dernières doivent être choisies de façon à réduire l'importance du bruit de fond. Toutefois, les effets du bruit de fond peuvent être également minimisés en intercalant dans l'amplificateur, sur le trajet du signal, un filtre électrique



- Fig. 6 -

approprié. Ce filtre doit transmettre la plus grande amplitude possible avec le minimum de bruit. Le choix du filtre dépend donc étroitement des grandeurs exprimant le bruit dans le premier tube, comme nous allons le voir.

1° - Généralités sur le bruit de fond -

Les causes essentielles du bruit sont les suivantes :

- les fluctuations du courant de grille du tube préamplificateur, qui entraînent des fluctuations de tension aux bornes de l'impédance d'entrée (R et C en parallèle, fig. 1) ;
- l'agitation thermique dans la résistance d'entrée R (effet Johnson) ;
- les fluctuations du courant anodique (effet Schottky) ;
- l'effet de scintillation, qui peut être négligé ici.

L'intensité du courant de grille qui intervient pour fixer le bruit de fond est la somme des valeurs absolues des intensités des courants direct et inverse de grille.

Nous la désignerons par I_g .

On peut montrer que l'agitation thermique dans la résistance R conduit aux mêmes fluctuations qu'un courant de grille I_R tel que :

$$I_R = \frac{2kT}{eR} \approx \frac{5 \cdot 10^{-2}}{R} \quad \begin{array}{l} (R \text{ en ohms} \\ (I_R \text{ en ampères} \end{array} \quad (2, II)$$

où k est la constante de Boltzman,

T, la température absolue ($\approx 300^\circ$),

e, la charge de l'électron.

(Cette expression montre que l'on a intérêt à employer une résistance R très grande).

Dans ce qui suit, nous simplifierons l'écriture en introduisant dans les formules l'intensité fictive :

$$I'_g = I_g + I_R \quad (3, II)$$

qui exprime l'effet global du courant de grille I_g et de la résistance R.

Par ailleurs, nous aurons recours à la notion de résistance équivalente de souffle pour exprimer les fluctuations du courant anodique du tube préamplificateur. L'hypothèse de cette résistance fictive, R_s , placée en série avec la grille, permet de localiser la source des fluctuations du courant anodique dans le circuit d'entrée (fig. 7). Il est alors possible de raisonner uniquement sur la tension u (t) à l'entrée du préamplificateur.

2° - Recherche du maximum $\frac{\text{amplitude}}{\text{bruit}}$.

La recherche de l'optimum du rapport entre l'amplitude du signal et le bruit

de fond a été abordée en particulier par ALFVEN H. [1], JOHNSON E.A. et G.A. [2], MILATZ J.M.W. et KELLER K.J. [3]. Le mérite de la théorie de ces derniers auteurs est, selon nous, d'établir clairement l'existence d'un minimum absolu de ΔQ , l'erreur quadratique moyenne sur la mesure d'une charge Q . La valeur minimum de ΔQ est une caractéristique du tube préamplificateur; MILATZ et KELLER la nomment, pour cette raison, précision naturelle du tube préamplificateur.

MILATZ et KELLER envisagent une mesure de charge effectuée dans les conditions idéales suivantes : on détermine la valeur moyenne de la tension $u(t)$ pendant l'intervalle de temps (t_1, t_2) , t_2

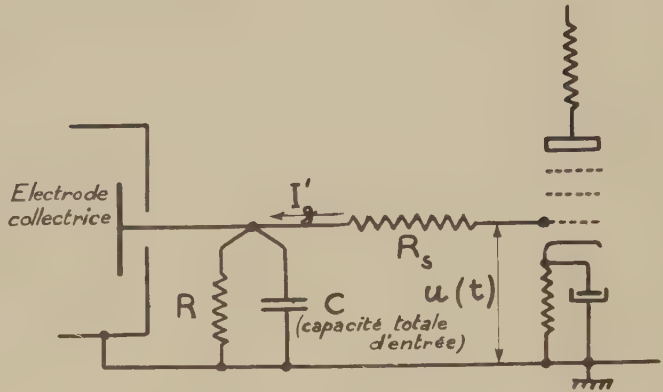
étant l'instant du début de la collection de la charge Q , puis pendant l'intervalle de même durée (t_3, t_4) t_3 étant l'instant de la fin de la collection de Q (fig. 8). Soit $\delta = t_4 - t_3 = t_2 - t_1$ la durée de chaque mesure. La différence des deux valeurs moyennes représente la mesure de Δu , donc de Q . Le calcul montre que l'erreur quadratique moyenne provenant des différentes sources de fluctuation de $u(t)$ (fig. 7) est donnée par l'équation :

$$(\Delta Q)^2 = \frac{2}{3} e I'_g \delta + 4 k T R_s C^2 \cdot \frac{1}{\delta} \quad (4, II)$$

où nous supposons que le temps de collection $\tau = t_3 - t_2$ est très petit devant la valeur optimum de δ que nous allons calculer. Nous reviendrons plus tard sur cette hypothèse.

La formule (4, II), que nous avons discutée par ailleurs [4], indique que $(\Delta Q)^2$ est formé de deux termes qui varient inversement en fonction de δ . ΔQ est minimum quand les deux termes sont égaux :

$$\frac{2}{3} e I'_g \delta = 4 k T R_s C^2 \cdot \frac{1}{\delta}$$



- Fig. 7 -

Schéma équivalent du circuit d'entrée (Le courant I'_g et la résistance R_s sont des grandeurs fictives ; voir texte).

équation qui donne la valeur optimum de δ ,

$$\delta_o = \sqrt{\frac{6 k T R_s C^2}{e I'_g}} \quad (5, II)$$

Il s'ensuit que la précision naturelle a pour valeur ⁽¹⁾ :

$$(\Delta Q_{opt})^2 = 2 \cdot \frac{2}{3} e I'_g \delta_o = 4 \frac{\sqrt{6}}{3} \sqrt{k T e C^2 I'_g R_s} \quad (6, II)$$

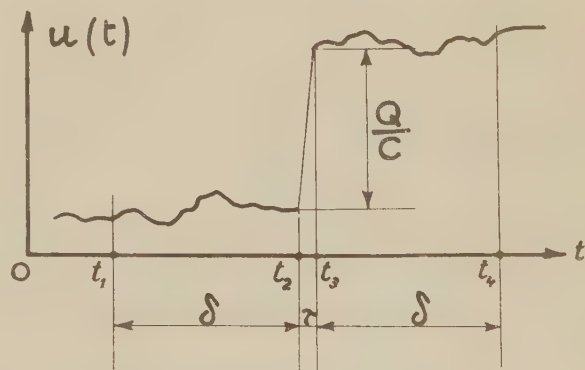
soit, dans le système pratique des électriciens :

$$\delta_o \simeq 0,4 \sqrt{\frac{R_s}{I'_g}} \cdot C \quad (5', II)$$

$$(\Delta Q_{opt})^2 \simeq 8,5 \cdot 10^{-20} \sqrt{R_s I'_g} \cdot C \quad (6', II)$$

Pour essayer de donner à l'étude théorique que nous venons de rappeler un contenu physique, il est intéressant de se demander s'il est possible de réaliser un dispositif capable de faire les mesures dans les conditions idéales de la théorie. Dans un travail antérieur [6], nous avons montré qu'on pouvait trouver un filtre qui réponde à la question ⁽²⁾. Nous allons le décrire sommairement.

Aucun filtre ne peut permettre de prévoir l'instant de la collection d'une charge Q. Nous sommes donc amenés à considérer un filtre qui, recevant la tension $u(t)$, effectue à tout instant la différence suivante, à un facteur de proportionnalité



- Fig. 8 -

(1) Van HEERDEN P.J. [5] a montré qu'il était possible de déduire une précision naturelle plus petite que celle calculée par MILATZ et KELLER en effectuant les deux moyennes pendant des temps infinis et en attribuant un poids statistique convenable à chaque instant d'observation. La précision naturelle ainsi obtenue diffère de 7 pour cent de celle calculée par MILATZ et KELLER et exprimée par (6,II).

(2) Les moyennes pondérées de Van HEERDEN P.J. (voir note précédente) ne peuvent être effectuées en pratique d'une rigoureuse. WILSON R. [7], qui retrouve, indépendamment, un résultat équivalent à celui de Van HEERDEN, propose un circuit dont la réalisation est délicate, sans toutefois effectuer la pondération exacte.

près :

$$U(t) = \overline{u(t - \delta_0, t)} - \overline{u(t - 2\delta_0, t - \delta_0)} \quad (7, II)$$

où les symboles du second membre désignent les valeurs moyennes de $u(t)$ pendant les intervalles de temps indiqués entre parenthèses.

Si une charge Q est collectée à l'instant t_0 , on a, en supposant le bruit absent :

$$\begin{aligned} u(t) &= 0, \quad \text{pour } t < t_0 \\ &= \frac{Q}{C}, \quad \text{pour } t_0 \leq t \end{aligned}$$

Le filtre doit alors délivrer un signal dont l'expression est, d'après (7, II) :

$$\left. \begin{aligned} U(t) &= \frac{Q}{C} \frac{t - t_0}{\delta_0}, \quad \text{pour } t_0 \leq t \leq t_0 + \delta_0 \\ &= \frac{Q}{C} \frac{t_0 + 2\delta_0 - t}{\delta_0}, \quad \text{pour } t_0 + \delta_0 \leq t \leq t_0 + 2\delta_0 \\ &= 0, \quad \text{pour } t_0 + 2\delta_0 \leq t \end{aligned} \right\} \quad (8, II)$$

Le signal, montré par la figure 9, est maximum à l'instant $t_0 + \delta_0$. Si le niveau du bruit de fond est faible par rapport à l'amplitude de ce signal, on peut admettre que l'instant où le signal réel (signal + bruit de fond) est maximum reste pratiquement égal à $t_0 + \delta_0$. On a donc très sensiblement :

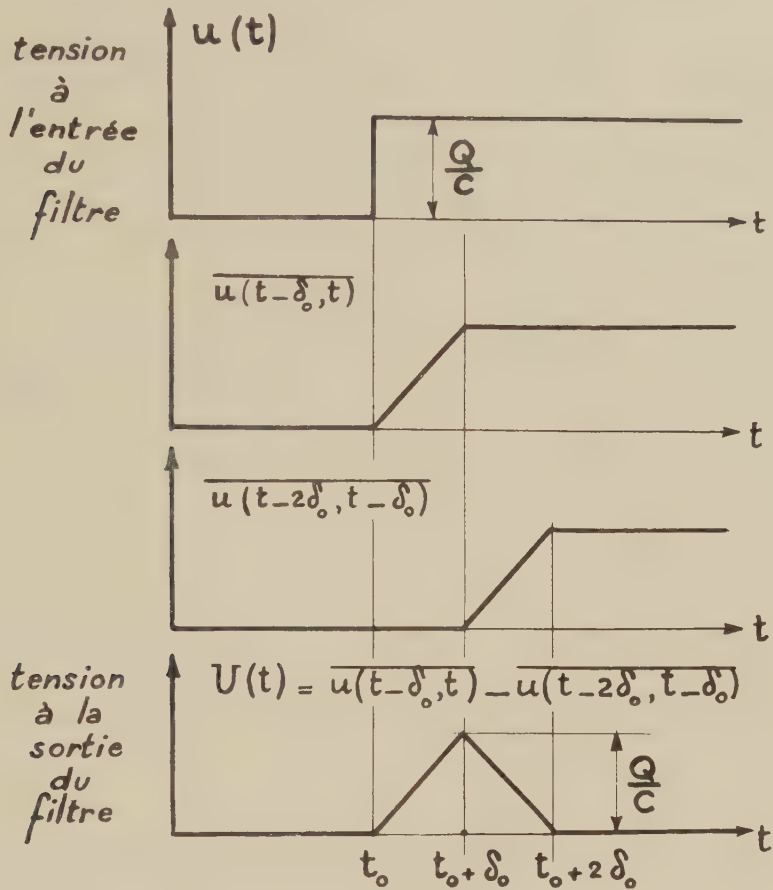
$$U_{\max} = U(t_0 + \delta_0) = \overline{u(t_0, t_0 + \delta_0)} - \overline{u(t_0 - \delta_0, t_0)} \quad (9, II)$$

Cette expression montre que le filtre considéré délivre bien un signal dont l'amplitude constitue une mesure de la charge Q effectuée dans les conditions désirées.

3° - Réalisation du filtre.

La figure 10a représente les éléments d'un filtre qui permet d'obtenir, à un facteur près, la tension correspondant à (7, II). Il comprend deux lignes à retard, court-circuitées à leurs extrémités, et un circuit d'intégration, composé d'une résistance suivie d'une capacité. Le temps de propagation aller et retour, dans chacune des lignes, est choisi égal à δ_0 et la constante de temps du circuit d'intégration est grande devant δ_0 .

On vérifie aisément que la réponse d'un tel filtre à $u(t)$, qui est la réponse à un signal saut, correspond bien à la réponse idéale exprimée par (8, II).



- Fig. 9 -

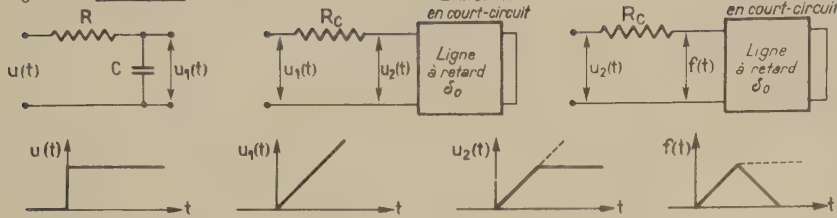
Le filtre idéal que nous venons de décrire a l'inconvénient d'être d'une réalisation assez compliquée. Certains filtres usuels, plus simples à construire, permettent d'obtenir une erreur qui n'est pas très supérieure à la limite naturelle :

a) filtre comprenant une ligne à retard et un circuit d'intégration $R_1 C_1$ (fig. 10b). Le temps T_1 d'aller et retour dans la ligne à retard et $R_1 C_1$ doivent recevoir les valeurs suivantes :

$$\left| \begin{array}{l} R_1 C_1 = \frac{\delta_0}{\sqrt{3}} \approx 0,23 \sqrt{\frac{R_s}{I'_g}} \cdot C \\ T_1 = 1,2 R_1 C_1 \end{array} \right. \quad (10, II)$$

Avec ce filtre, décrit par ELMORE [8], ΔQ est supérieur de 3 pour cent seulement à la précision naturelle ;

fig.10(a) Filtre idéal

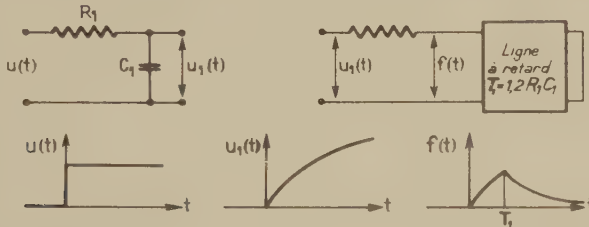


On suppose $RC \gg \delta_0$; R_C désigne l'impédance caractéristique des lignes à retard

Réponse à un signal unité

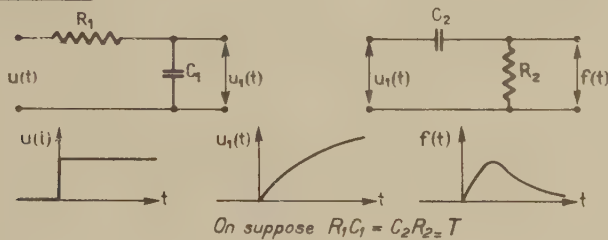
$$f(t) = \begin{cases} \frac{t}{4RC} & \text{pour } 0 < t < \delta_0 \\ \frac{2\delta_0 - t}{RC} & \text{pour } \delta_0 < t < 2\delta_0 \\ 0 & \text{pour } 2\delta_0 < t \end{cases}$$

fig.10(b) Filtre "RC Ligne à retard"



$$f(t) = \begin{cases} 1 - e^{-\frac{t}{R_1 C_1}} & \text{pour } 0 < t < T_1 \\ (1 - e^{-\frac{T_1}{R_1 C_1}}) e^{-\frac{(t-T_1)}{R_1 C_1}} & \text{pour } T_1 < t \end{cases}$$

fig.10(c) Filtre "CR-RC"



$$f(t) = \frac{t}{T} e^{-\frac{t}{T}}$$

Fig. 10a - Forme du signal

(à l'entrée du filtre ($u(t)$)
) après le circuit d'intégration ($u_1(t)$)
) après la première ligne à retard ($u_2(t)$)
) après la seconde ligne à retard ($f(t)$)

Fig. 10b - Forme du signal

(à l'entrée du filtre ($u(t)$)
) après le circuit d'intégration ($u_1(t)$)
) après la ligne à retard ($f(t)$)

Fig. 10c - Forme du signal

(à l'entrée du filtre ($u(t)$)
) après le circuit d'intégration ($u_1(t)$)
) après le circuit de différentiation ($f(t)$)

Dans la colonne de droite, réponse au signal $u(t)$ pour les trois filtres.

b) filtre comprenant un circuit d'intégration $R_1 C_1$ et un circuit de différentiation $C_2 R_2$ (fig. 10c) [1], [8]. On doit avoir :

$$R_1 C_1 = C_2 R_2 = T = \frac{\delta_0}{\sqrt{3}} \approx 0,23 \sqrt{\frac{R_s}{I_g}} \cdot C \quad (11, II)$$

ΔQ est alors supérieur de 25 pour cent à la précision naturelle [5].

Ce dernier filtre a l'avantage d'être très simple et de pouvoir s'intercaler aisément entre deux cellules d'amplification de l'amplificateur. C'est pourquoi il est communément adopté. Il présente un deuxième avantage qui deviendra apparent quand nous aurons tenu compte de la forme réelle du signal fourni par la chambre d'ionisation. Nous avons supposé jusqu'ici, en effet, que le temps de collection des charges était très petit devant δ_0 . Or, il n'en est rien. Au chapitre I, nous avons vu que le temps de collection des ions positifs était voisin d'une milliseconde (7, I) et les valeurs de δ_0 que nous serons amenés à considérer sont du même ordre de grandeur.

4° - Intervention de la forme du signal fourni par la chambre. Choix du filtre "CR-RC".

Lorsque le temps de collection de la charge Q ne peut pas être considéré comme très petit devant δ_0 , l'amplitude du signal fourni par le filtre subit une certaine atténuation relativement à la valeur qu'elle aurait pour $\tau = 0$ [9]. Cette atténuation ne peut être négligée car elle varie avec τ et par conséquent avec θ , l'angle d'émission de la particule α . On a en effet :

$$\tau = \tau_i = \frac{R \cos \theta}{v_+} \quad (5, I)$$

Désignons par A_θ l'amplitude du signal fourni par le filtre utilisé, en réponse au signal $u(t)$ fourni par la chambre :

$$-u(t) = \frac{Q}{C} \left\{ 1 - \frac{R \cos \theta}{2d} + \left(1 - \frac{v_+ t}{2R \cos \theta} \right) \frac{v_+ t}{d} \right\} \quad (6, I)$$

Désignons de même par $A_{\pi/2}$ l'amplitude maximum du signal correspondant à $\tau_i = 0$ ($\theta = \frac{\pi}{2}$). Nous allons calculer le rapport :

$$\frac{\frac{\Delta A}{A}}{\frac{\pi}{2}} = \frac{\frac{\Delta A_\theta}{A_\theta} - \frac{\pi}{2}}{\frac{\pi}{2}} \quad (12, II)$$

Le théorème de Pomey permet de calculer la tension $U(t)$ à la sortie du filtre, connaissant la réponse $f(t)$ de ce dernier à un signal unité :

$$U(t) = f(t) u(0) + \int_0^t u'(\zeta) f(t - \zeta) d\zeta \quad (13, II)$$

Supposons que $f(t)$ soit continue ainsi que ses deux premières dérivées. Soit t_0 l'instant du maximum de $f(t)$. Si τ_i est suffisamment petit devant t_0 , on peut remplacer $f(t)$ dans (13, II) par son développement au voisinage de $t = t_0$ limité aux deux premiers termes. On obtient :

$$U(t_0 + t - t_0) = \left[f(t_0) + f''(t_0) \frac{(t - t_0)^2}{2} \right] u(0) + \int_0^{\tau_1} \left[f(t_0) + \frac{1}{2} f''(t_0) (x - \zeta)^2 \right] u'(\zeta) d\zeta$$

Posons :

$$\left\{ \begin{array}{l} \tau_M = \frac{R}{v_+}, \quad \tau_1 = \tau_M \cos \theta \\ a = \frac{C}{Q} \int_0^{\tau_M \cos \theta} u'(\zeta) d\zeta = \frac{1}{6} \frac{R}{d} \cos^2 \theta \cdot \tau_M \\ b = \frac{C}{Q} \int_0^{\tau_M \cos \theta} u'(\zeta)^2 d\zeta = \frac{1}{12} \frac{R}{d} \cos^3 \theta \cdot \tau_M^2 \end{array} \right. \quad (14, II)$$

Il vient :

$$U(t_0 + t - t_0) = \frac{Q}{C} \left\{ f(t_0) + \frac{1}{2} f''(t_0) \left[b - 2a(t - t_0) + (t - t_0)^2 \right] \right\} \quad (15, II)$$

Cette expression montre que U est maximum pour $t - t_0 = a$. On a alors

$$\left\{ \begin{array}{l} A_\theta = U(t_0 + a) = \frac{Q}{C} \left\{ f(t_0) + \frac{1}{2} f''(t_0) [b - a^2] \right\}, \\ A_{\frac{\pi}{2}} = \frac{Q}{C} f(t_0), \end{array} \right.$$

$$\frac{\Delta A}{A_{\frac{\pi}{2}}} = \frac{1}{2} \frac{f''(t_0)}{f(t_0)} (b - a^2) \quad (16, II)$$

et, si l'on tient compte de (14, II)

$$\frac{\Delta A}{A_{\frac{\pi}{2}}} = \frac{f''(t_0)}{f(t_0)} \cdot \frac{R}{24d} \cdot \cos^3 \theta \cdot \left(1 - \frac{R \cos \theta}{3d}\right) \tau_M^2 \quad (17, II)$$

Cette équation montre qu'on a intérêt, pour réduire la dispersion de A en fonction de θ , à choisir un filtre pour lequel le rapport $\frac{f''(t_0)}{f(t_0)}$ soit aussi petit que possible. Cela revient à dire que la réponse $f(t)$ doit avoir un maximum très plat. On peut donc prévoir que l'utilisation d'une ligne à retard dans le filtre ne doit pas être favorable puisque le maximum de $f(t)$ est alors un point anguleux (fig. 10a et 10b).

Les conditions de continuité étant satisfaites, l'expression (16, II) est valable dans le cas du filtre qui comprend un circuit de différentiation et un circuit d'intégration de constantes de temps égales, filtre dont nous avons parlé au paragraphe précédent (filtre "CR-RC"). Pour ce filtre :

$$f(t) = \frac{t}{T} e^{-\frac{t}{T}} \quad (18, II)$$

$f(t)$ est maximum pour $t_0 = T$ et l'on a :

$$\frac{f''(t_0)}{f(t_0)} = -\frac{1}{T^2}$$

Par suite :

$$\frac{\frac{\Delta A}{A}}{\frac{\pi}{2}} = -\frac{R}{24d} \cdot \cos^3 \theta \left(1 - \frac{R \cos \theta}{3d}\right) \frac{\tau_M^2}{T^2} \quad (19, II)$$

Dans le cas où $f'(t)$ n'est pas continue, la théorie précédente doit être modifiée. Les résultats sont les suivants :

pour le filtre idéal (fig. 10a)

$$\frac{\frac{\Delta A}{A}}{\frac{\pi}{2}} = -\frac{1}{24} \cdot \frac{R}{d} \cdot \cos^2 \theta \cdot \frac{\tau_M}{\delta_0} \quad (20, II)$$

pour le filtre "RC-ligne à retard" (fig. 10b)

$$\frac{\frac{\Delta A}{A}}{\frac{\pi}{2}} = -\frac{e^{-\frac{T_1}{R_1 C_1}}}{6 \left(1 - e^{-\frac{T_1}{R_1 C_1}}\right)} \cdot \frac{R}{d} \cdot \cos^2 \theta \cdot \frac{\tau_M}{R_1 C_1} \quad (21, II)$$

ou, en tenant compte de (10, II) :

$$\frac{\frac{\Delta A}{A}}{\frac{\pi}{2}} \approx -\frac{R}{14d} \cdot \cos^2 \theta \cdot \frac{\tau_M}{R_1 C_1} \quad (21', II)$$

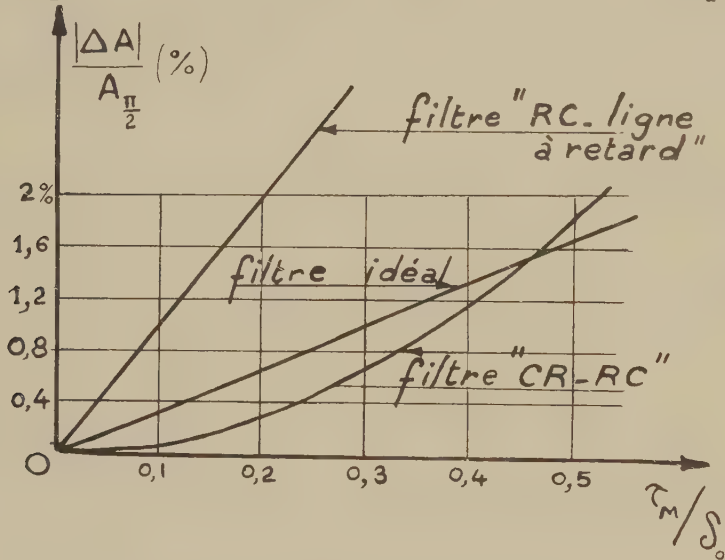
Pour comparer les résultats susceptibles d'être obtenus avec chacun des trois filtres, nous allons remplacer les constantes de temps T , $R_1 C_1$ et T_1 dans les formules (19, II) et (21', II) par leurs valeurs optima en fonction de δ_0 , valeurs données par (10, II) et (11, II). On obtient pour le filtre "CR-RC" :

$$\frac{\Delta A}{A_{\frac{\pi}{2}}} = - \frac{R}{8d} \cos^3 \theta \cdot \left(1 - \frac{R \cos \theta}{3d} \right) \left(\frac{\tau_M}{\delta_0} \right)^2 \quad (22, II)$$

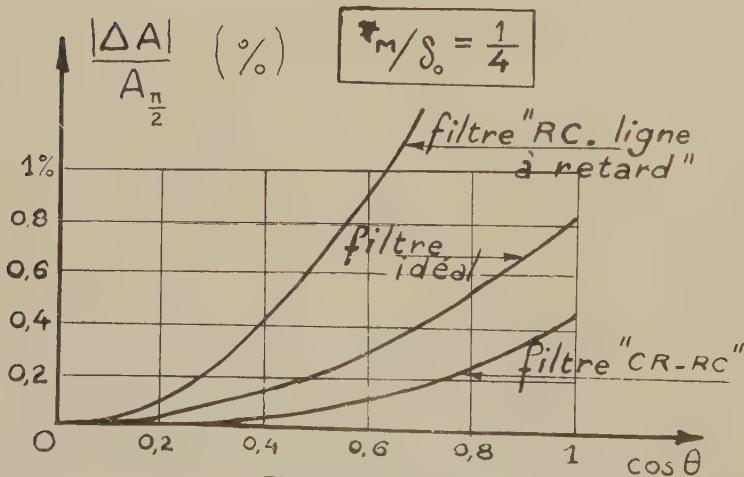
et pour le filtre "RC-ligne à retard" :

$$\frac{\Delta A}{A_{\frac{\pi}{2}}} \approx - \frac{R}{8d} \cdot \cos^2 \theta \cdot \frac{\tau_M}{\delta_0} \quad (23, II)$$

La figure 11a représente les variations de $\frac{\Delta A}{A_{\frac{\pi}{2}}}$ pour les trois filtres, en fonction de $\frac{\tau_M}{\delta_0}$, et dans le cas le plus défavorable ($\theta = 0$). $\frac{R}{d}$ est supposé égal à 0,8.



(a)



(b)

- Fig. 11a et 11b -

La même quantité est portée sur la figure 11b en fonction de $\cos \theta$ dans le cas où $\frac{\tau_M}{\delta_0} = \frac{1}{4}$. On voit que, pour les petites valeurs de $\frac{\tau_M}{\delta_0}$, c'est le filtre "CR-RC"

qui conduit à la dispersion la plus faible en fonction de θ , comme nous le laissons prévoir.

La dispersion de l'amplitude en fonction de θ peut être négligée quand elle est d'un ordre de grandeur inférieur à la dispersion provenant des autres phénomènes à considérer (bruit de fond, fluctuations du nombre d'ions etc.) c'est-à-dire quand

$\frac{A_0 - A_{\frac{\pi}{2}}}{A_{\frac{\pi}{2}}}$ ne dépasse pas 1 à 2 pour mille environ. Or, on a dans le cas du circuit

"CR-RC" :

$$\frac{|A_0 - A_{\frac{\pi}{2}}|}{A_{\frac{\pi}{2}}} \simeq 0,025 \left(\frac{\tau_M}{T} \right)^2, \quad (24, II)$$

d'après (22, II), en faisant $\theta = 0$ et $\frac{R}{d} = 0,8$

Pour que $\frac{|A_0 - A_{\frac{\pi}{2}}|}{A_{\frac{\pi}{2}}}$ ne dépasse pas 1 à 2 pour mille, il est facile de voir que

T doit être au moins égal à $4 \tau_M$ environ. La valeur de τ_M est définie par les conditions de fonctionnement de la chambre que nous avons énumérées au chapitre I. Avec $\frac{R}{d} = 0,8$, $\tau_M = 0,5$ ms, et la valeur de T doit donc être au moins égale à 2 ms. Par ailleurs, la valeur optimum de T est, d'après (11, II) :

$$T_{opt} \simeq 0,23 \sqrt{\frac{R_s}{I'_g}} \cdot C$$

Dans les cas du préamplificateur que nous avons utilisé et qui sera décrit au prochain paragraphe, T_{opt} est environ 0,5 ms. D'après ce qui vient d'être dit, on ne peut donner cette valeur à T qui doit être ≥ 2 ms. On est donc conduit à envisager l'augmentation de ΔQ , l'erreur quadratique moyenne correspondant au bruit de fond, quand on utilise un filtre pour lequel T est différent de la valeur optimum.

L'expression de ΔQ en fonction de T, qui est analogue à (4, II) est la suivante [4] :

$$\Delta Q^2 = \epsilon^2 \left[e I'_g \frac{T}{4} + k T R_s \cdot C^2 \cdot \frac{1}{2T} \right] \quad (25, II)$$

où ϵ désigne la base des logarithmes népériens.

Donnons à T une valeur p fois plus grande que T_{opt} . On voit aisément que ΔQ

est alors multiplié par le nombre $\frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{p + \frac{1}{p}}$.

L'augmentation correspondante est relativement faible. Dans le cas présent : $T_{opt} = 0,5$ ms. Donnons à T la plus petite valeur permise : $T = 2$ ms. Il s'ensuit que

$$p = 4 \text{ et } \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{p + \frac{1}{p}} \simeq \sqrt{2} : \underline{\text{l'augmentation n'est que}}$$

40 pour cent.

Un calcul analogue peut être fait à propos des deux autres circuits. On constate alors que, dans le cas présent, c'est le circuit "CR-RC" qui permet de réaliser le compromis le plus favorable entre la dispersion de l'amplitude du signal en fonction de l'angle d'émission et la dispersion qui résulte du bruit de fond.

C'est pourquoi nous avons choisi un filtre "CR-RC" pour équiper l'amplificateur final qui sera décrit ci-dessous.

5° - Réalisation de l'amplificateur.

Considérons les formules (6', II) et (5', II) qui expriment la précision permise par le préamplificateur et le temps optimum de mesure :

$$(\Delta Q_{opt})^2 \simeq 8,5 \cdot 10^{-20} \sqrt{R_s(I_g + I_R)} \cdot C$$

$$\delta_0 \simeq 0,4 \sqrt{\frac{R_s}{I_g + I_R}} \cdot C$$

Le terme I_R , qui est rendu très petit en donnant à la résistance de fuite d'entrée R une valeur suffisamment grande, peut être négligé devant I_g , en première approximation. La capacité C comprend la capacité propre de l'électrode collectrice C_{ch} et la capacité d'entrée du préamplificateur C_G . La première est une donnée du problème ⁽¹⁾; quant à C_G , elle varie peu parmi les tubes disponibles commercialement ⁽²⁾. La capacité C est donc pratiquement fixée. Pour que ΔQ_{opt} soit aussi faible que possible, il reste uniquement à agir sur le produit $R_s I_g$ qui apparaît ainsi comme une caractéristique essentielle du tube préamplificateur.

Le tube spécial Mullard ME 1 400 est l'un des tubes pour lequel le produit $R_s I_g$ est le plus petit. Il offre dans le cas actuel un deuxième avantage : celui de présenter une valeur de δ_0 qui n'est pas trop petite devant le temps de collection des ions;

(1) Nous avons dit au chapitre I paragraphe III que C_{ch} , réduite au mieux par construction, est environ 8 pF pour la chambre qui a été décrite.

(2) Elle est en général de 5 à 6 pF.

nous avons vu que cela est important à propos de la dispersion de l'amplitude en fonction de l'angle θ (voir paragraphe précédent).

La figure 12 représente le schéma du préamplificateur que nous avons utilisé. Il est équipé du tube ME 1 400 dont les conditions de fonctionnement, tension d'alimentation du filament, tension d'écran ..., ont été choisies de façon à réduire le courant de grille tout en conservant un facteur d'amplification suffisant.

Il est noter qu'on est vite limité dans cette voie. Il est en effet très difficile de réduire le courant de grille sans réduire en même temps le courant anodique moyen, ce qui entraîne une diminution de la pente du tube et une augmentation de la résistance de souffle R_s . Les valeurs suivantes que nous avons obtenues représentent le compromis auquel nous nous sommes arrêtés :

$$I_g \approx 4.10^{-12} \text{ A}$$

$$R_s \approx 5.10^4 \text{ } \Omega$$

(26, II)

$$\text{pente du tube : } S \approx 100 \text{ } \mu\text{A/V}$$

$$(C = 15 \text{ pF})$$

La résistance R a été choisie de façon à écouler rapidement les charges collectées sans apporter une contribution importante au bruit de fond. Avec $R=2$ à $5.10^{10} \Omega$, la constante de temps CR , qui caractérise la vitesse de l'écoulement, est quelques dixièmes de seconde. Il s'ensuit que, dans le cas le plus défavorable :

$$I_R = \frac{5.10^2}{R} = 2.10^{-12} \text{ A} \quad (2, \text{ II})$$

$$I'_g = I_g + I_R \approx 6.10^{-12} \text{ A} \quad (3, \text{ II})$$

On obtient, en remplaçant R_s , I_g et C par leurs valeurs dans (5',II) et (6',II):

$$\left| \begin{array}{l} \Delta Q_{\text{opt}} = 26,5.10^{-18} \text{ Cb, soit 165 charges électroniques} \\ \delta_0 = 0,5 \text{ ms} \end{array} \right.$$

Si l'on utilise un filtre "CR-RC", nous avons vu que ΔQ_{opt} doit être majorée de 25 pour cent, ce qui conduit à 210 charges électroniques ou, si l'on exprime cette charge par la perte d'énergie de la particule α qui lui est équivalente, environ 6 keV. La valeur que nous avons trouvée expérimentalement est comprise entre 7 et 7,5 keV, en accord assez satisfaisant avec la valeur théorique.

Il est intéressant de comparer la valeur trouvée ici à celle trouvée par

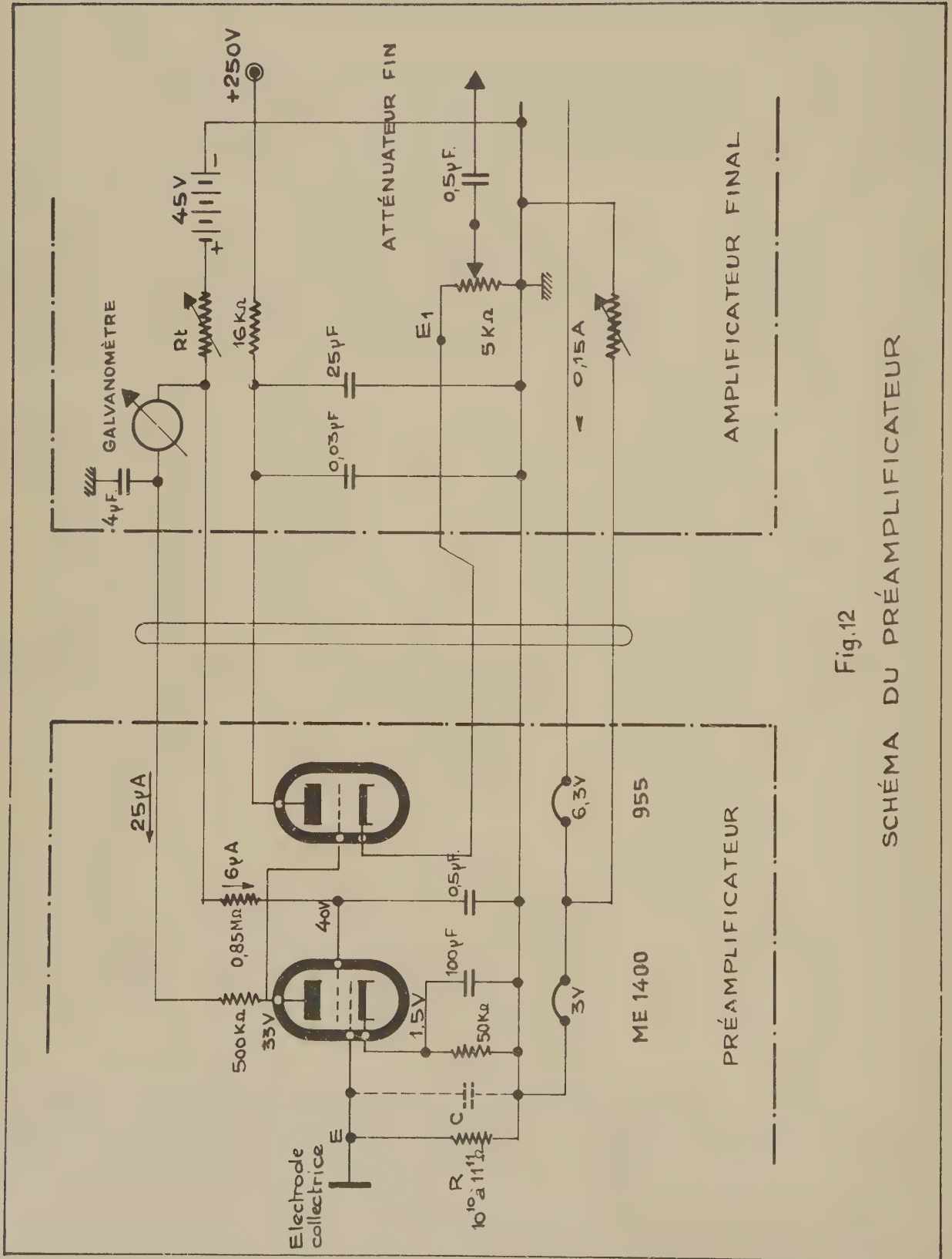


Fig.12
SCHÉMA DU PRÉAMPLIFICATEUR

KELLER K.J. [10] . Cet auteur utilisait le tube AF 7. La valeur expérimentale indiquée par KELLER K.J. et rapportée à une capacité d'entrée de 15 pF est égale à 220 charges électroniques, ce qui correspond à 6 keV, valeur légèrement inférieure à notre valeur expérimentale. Il nous a semblé cependant préférable d'utiliser le tube ME 1 400 plutôt que le tube AF 7. Le tube ME 1 400 n'a, en effet, presque pas besoin d'être sélectionné et son fonctionnement est très sûr. Le tube AF 7, au contraire, qui n'était pas primitivement destiné à ce genre d'application, est beaucoup plus irrégulier tout en exigeant un courant de filament important (0,4 A).

Pour ne pas être gêné par la "tension de ronflement" résiduelle de toute source de tension utilisant le redressement du secteur alternatif, nous avons utilisé une pile pour alimenter le tube préamplificateur. Un galvanomètre, disposé en série avec l'anode du tube, permet un contrôle permanent de l'intensité du courant anodique. Il est possible de remédier à la diminution progressive de la tension fournie par la pile en agissant de temps à autre sur le rhéostat Rt. L'intensité anodique (dont dépend le facteur d'amplification du préamplificateur) peut ainsi être maintenue constante à un ou deux millièmes près pendant des périodes aussi longues que cela est nécessaire.

Le filament du tube préamplificateur est disposé en série avec les filaments des tubes constituant l'amplificateur final, l'ensemble étant alimenté en tension redressée et stabilisée comme nous le verrons au paragraphe suivant.

Le tube préamplificateur est suspendu élastiquement, comme c'est l'usage pour parer aux perturbations d'origine mécanique.

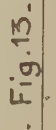
Le facteur d'amplification est de l'ordre de 50.

6° - Réalisation d'amplification final.

Le schéma de cet appareil, qui est d'un type classique, est représenté par la figure 13.

Le circuit de différentiation (C_2R_2) est intercalé entre les tubes T_2 et T_3 . Les constantes de temps de liaison entre l'atténuateur fin et le tube T_1 , ainsi qu'entre les tubes T_1 et T_2 , T_4 et T_5 , ont reçu des valeurs grandes devant C_2R_2 . De même les constantes de temps propres des anodes des quatre tubes amplificateurs (T_1 , T_2 , T_4 et T_5) peuvent être considérées comme très petites devant la constante de temps du circuit d'intégration (R_1C_1) intercalé entre les tubes T_3 et T_4 . On peut donc admettre qu'en première approximation, le comportement de l'amplificateur en fonction du temps est entièrement défini par les deux constantes de temps R_1C_1 et C_2R_2 .

Un générateur de tension stabilisée à quelques dix millièmes près (fig. 14), directement inspiré de celui décrit par MILLER [11], alimente les anodes des différents tubes. Il assure également le chauffage des filaments, disposés en série [12],



La résistance interne de la source de tension est de l'ordre d'un dixième d'ohm, la tension alternative résiduelle accompagnant la tension continue fournie est inférieure à 1 mV efficace.

Le facteur d'amplification, défini comme le rapport entre l'amplitude du signal recueilli à la sortie et l'amplitude d'un signal rectangulaire appliqué à l'entrée, peut se mettre sous la forme :

$$G = G_0 \Theta \quad (27, II)$$

G_0 ne dépend que de la partie amplificatrice et de la position des atténuateurs fin et rapide. La valeur maximum de G_0 est environ 6 000.

Θ est un facteur d'atténuation qui dépend du rapport λ entre les constantes de temps de différentiation et d'intégration [8] :

$$\Theta = \frac{1}{\lambda^{1-\lambda}} \quad \text{avec} \quad \lambda = \frac{R_2 C_2}{R_1 C_1} \quad (28, II)$$

On voit facilement que $\Theta \neq 1$ quand $\lambda \gg 1$. Pour $\lambda = 1$, qui est la valeur que nous devons considérer, d'après (11, II), Θ a la valeur suivante :

$$\Theta = \frac{1}{e} \simeq 0,37 \quad (29, II)$$

La sortie S_2 fournit des impulsions positives dont l'amplitude est proportionnelle, avec une précision de 1 à 2 pour cent, à l'amplitude des signaux reçus, pour des valeurs de l'amplitude et ces impulsions inférieures à 100 V.

La tension parasite présente à la sortie S_2 , et provenant surtout de la tension alternative résiduelle du générateur alimentant l'appareil, est inférieure à 0,1 V, (valeur efficace), quand le préamplificateur n'est pas connecté.

Les principales causes de variation du facteur d'amplification sont :

- les variations de la tension d'alimentation ;
- les variations de la température de l'appareil ;
- le vieillissement des tubes et des résistances des circuits de contre-réaction (résistances R_5 et R_6 , R_7 et R_8 , fig. 13).

Ce dernier phénomène n'est à considérer que dans des intervalles de temps très longs, de l'ordre de quelques centaines d'heures. Les variations accidentelles de la tension d'alimentation étant très petites, comme nous l'avons vu ci-dessus, la seule cause notable de variation à court terme du facteur d'amplification réside dans les variations de la température de l'appareil. Une dizaine d'heures après la mise en marche, l'équilibre thermique est réalisé à l'intérieur de l'appareil, aux variations près de la température ambiante. Nous verrons qu'une régulation sommaire de la tempé-

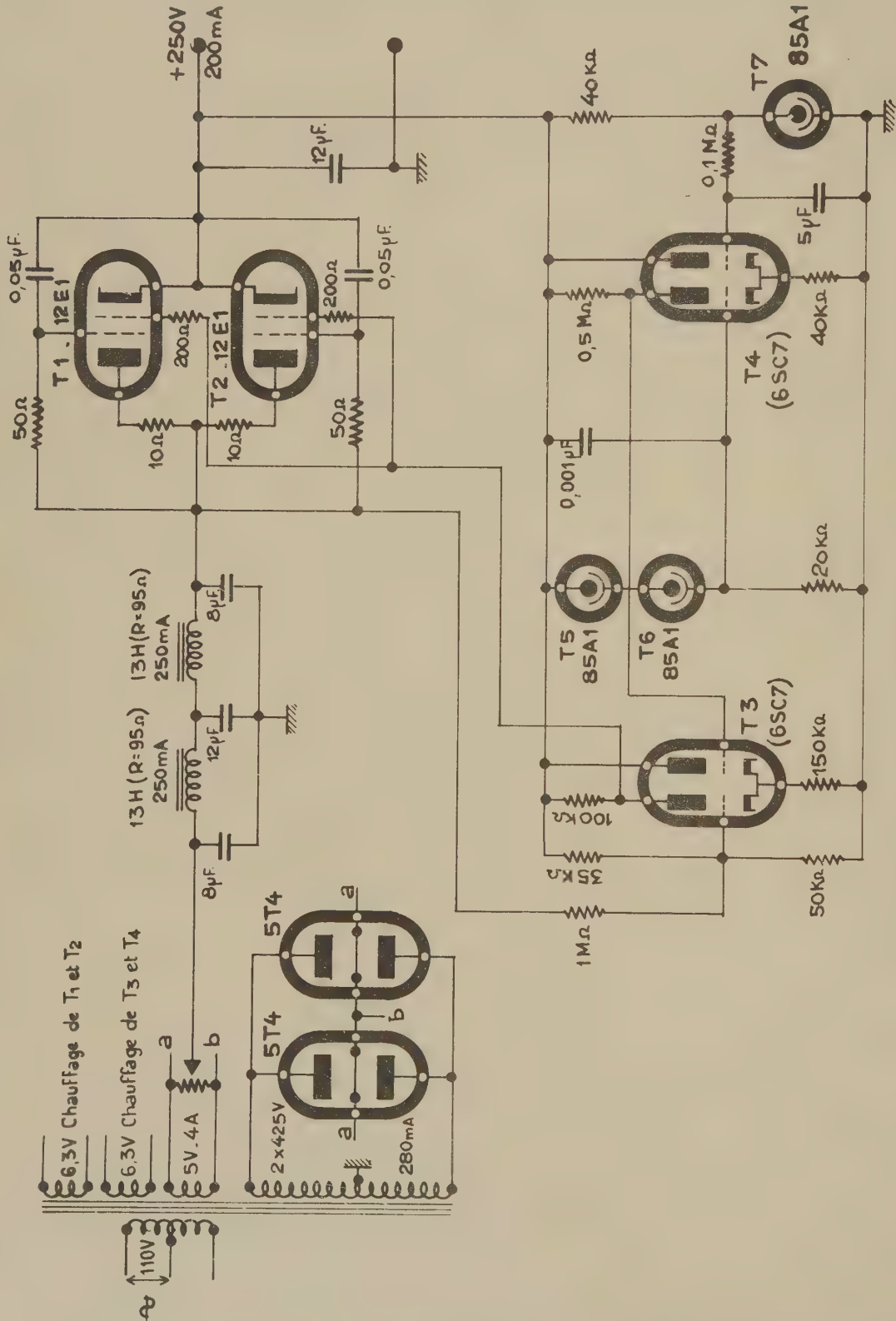


Fig.14
GÉNÉRATEUR ALIMENTANT L'AMPLIFICATEUR

rature du laboratoire permet de réduire à moins d'un pour mille les variations du facteur d'amplification total, compte tenu du préamplificateur.

II - LE DISPOSITIF D'ENREGISTREMENT -

1° - Le sélecteur d'amplitude.

Le dispositif d'enregistrement est un sélecteur d'amplitude d'impulsions à 20 canaux. Cet appareil, d'une conception classique, comprend 21 basculeurs dont les entrées sont connectées en parallèle et dont les seuils respectifs sont en progression arithmétique. Chaque basculeur est réuni à un circuit de comptage utilisant un numérateur du type téléphonique. Pour connaître, après chaque expérience, le nombre d'impulsions dont les amplitudes sont comprises dans un intervalle déterminé, nous effectuons après coup la différence entre les nombres enregistrés par chacun des numérateurs correspondant aux deux seuils qui définissent cet intervalle. Cette solution nous a semblé préférable par sa simplicité à celle qui consiste à utiliser des circuits de comptages différentiels puisque, dans le cas présent, la fréquence moyenne des impulsions à enregistrer est peu élevée.

Certains effets affectant le fonctionnement des tubes qui constituent les basculeurs (effet de scintillation, effet des chocs mécaniques, variations des tensions d'alimentation ...) provoquent des variations accidentelles des seuils. Ces variations peuvent atteindre 0,05 V. Pour assurer l'égalité des différents intervalles d'analyse avec une précision relative suffisante, on doit donc choisir des largeurs d'intervalles qui ne soient pas inférieures à quelques volts. Par suite, pour pouvoir faire l'analyse fine d'un spectre, ce qui nécessite des intervalles d'analyse petits vis-à-vis de l'amplitude des impulsions, on devrait, en principe, disposer d'un amplificateur fournissant des impulsions dont l'amplitude serait de l'ordre de 1 000 V. On peut éviter cette difficulté par l'emploi d'un amplificateur à seuil ou loupe.

Cet appareil, interposé entre l'amplificateur et le sélecteur d'amplitude (fig. 6), n'amplifie que la partie des impulsions dont l'élongation excède un certain seuil réglable. Le facteur d'amplification doit être assez grand pour permettre d'étaler largement l'intervalle d'amplitude exploré.

Nous avons décrit par ailleurs le sélecteur d'amplitude et l'amplificateur à seuil que nous avons réalisés [4]. Les intervalles d'analyse, larges d'environ 4 V, sont définis avec une erreur inférieure à ± 2 pour cent. Le seuil du basculeur le moins élevé est à 12 V. Le seuil de la loupe, défini à mieux que $\pm 0,05$ V, peut être fixé à une valeur quelconque comprise entre 1 V et 100 V. Le facteur d'amplification peut prendre les valeurs suivantes : 5, 10, 15, 25 et 50. Il reste constant à moins de ± 2 pour cent près dans l'intervalle d'amplitude de sortie compris entre 12 et 95 V. La sécurité de fonctionnement de ces deux appareils permet d'effectuer des mesures ininterrompues de plusieurs centaines d'heures en ne faisant que de légères retouches au seuil de la

loupe. Ces retouches, effectuées une ou deux fois par jour, excèdent rarement 0,05 V.

2° - Le circuit à temps mort.

A la fin de chaque impulsion, la tension à la sortie de l'amplificateur revient rapidement à zéro, puis elle effectue des oscillations résiduelles d'amplitude décroissante (fig. 15a). Ces oscillations paraissent provenir de l'action des liaisons "capacitives" disposées le long de la chaîne d'amplification ; leur nombre est précisément égal au nombre de liaisons "capacitives" utilisées. L'amplitude de chacune des oscillations est d'autant plus petite que les constantes de temps des liaisons dont nous venons de parler sont grandes vis-à-vis de la constante de temps de différentiation. Dans le cas présent, l'amplitude des oscillations devient pratiquement négligeable au bout d'un temps de l'ordre de 200 T, après le début de l'impulsion (T : constante de temps de différentiation). Pour T = 2 ms, ce temps est donc $\sim 0,4$ s.

Comme les impulsions qui surviennent durant les oscillations liées à l'impulsion précédente voient leur amplitude modifiée, il est préférable de ne pas les enregistrer.

Pour qu'il en soit ainsi, l'un des procédés les plus simples réside dans l'utilisation à l'intérieur de la loupe du circuit de fermeture que nous avons déjà décrit [4]. Ce circuit est actionné, comme nous allons le voir, par un circuit indépendant de la loupe : le circuit à temps mort (fig. 6).

Nous dirons que la loupe est ouverte quand elle est en état de transmettre des impulsions vers le sélecteur d'amplitude, et fermée dans le cas contraire. Deux solutions sont possibles pour assurer la fermeture de la loupe pendant les temps morts : la première consiste à laisser la loupe ouverte en permanence, sauf pendant les temps morts.

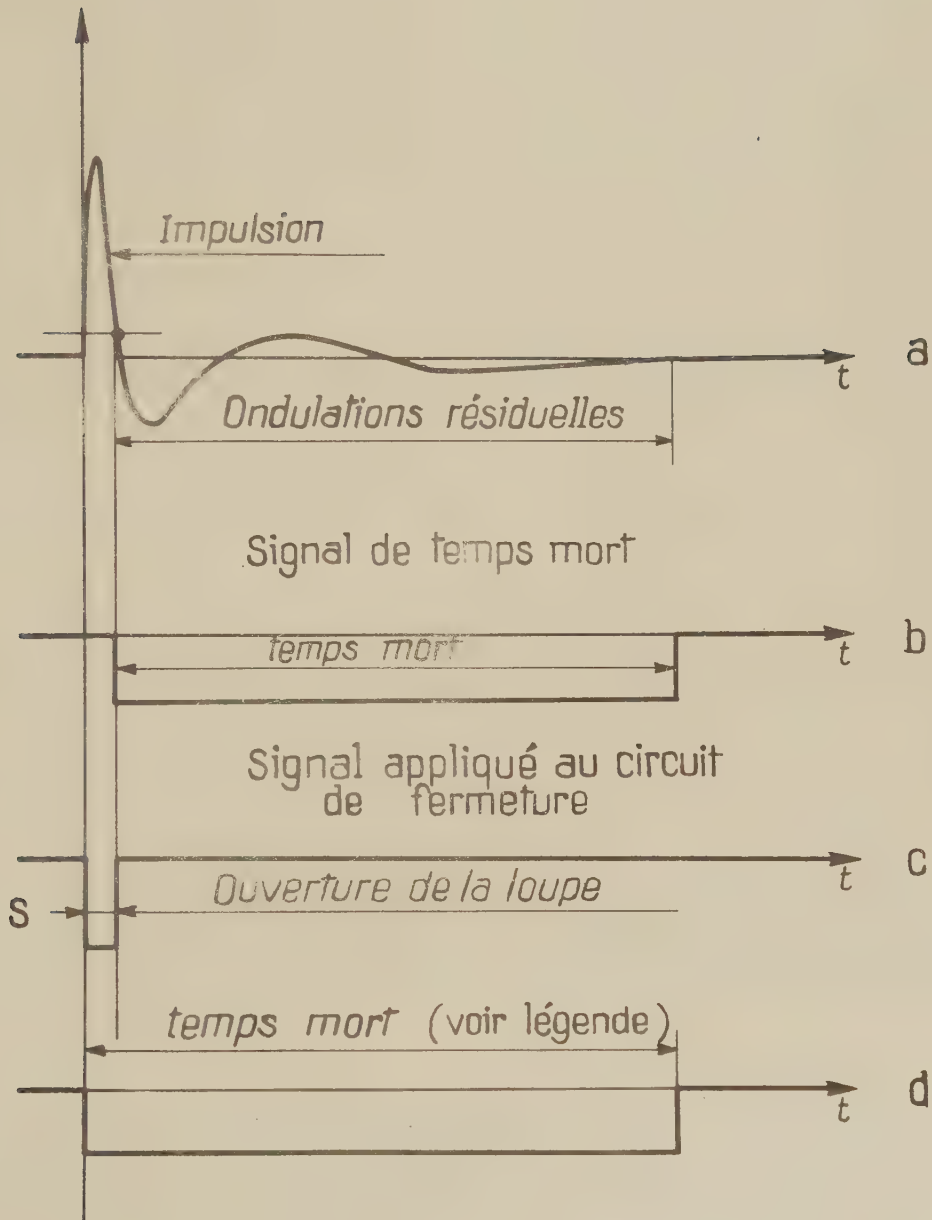
La seconde solution, que nous avons choisie, consiste à maintenir la loupe fermée, sauf pendant la durée des impulsions qui doivent être transmises. Le dispositif fonctionne de la façon suivante :

- en l'absence d'impulsion, la loupe est fermée par l'action du circuit de fermeture ; toute impulsion provenant de l'amplificateur A_1 est appliquée en parallèle à l'entrée de la loupe et à un circuit délivrant le signal S représenté par la figure 15c ;

- en l'absence d'un signal de temps mort (fig. 15b), le signal S agit sur le circuit de fermeture de la loupe, ouvre cette dernière et permet l'enregistrement de l'impulsion provenant de la chambre : il a été vérifié que ce mode de fonctionnement de la loupe n'influe pas sur ses caractéristiques ;

- en présence d'un signal de temps mort, le signal S est arrêté par un circuit d'anticoincidence et ne peut ouvrir la loupe.

Le circuit à temps mort et les circuits connexes ont été décrits en détail par



- Fig. 15 -

Le signal de la figure 15 (d) correspond au cas où un "signal de blocage" est fourni dès le début de l'impulsion à l'entrée F_2 (fig. 6). Le temps mort commence alors au début de l'impulsion et cette dernière n'est pas transmise.

ailleurs [4] . Le temps mort, cumulatif, peut être réglé à volonté entre 5 ms et 1,2 s. La valeur communément adoptée est 0,3 s.

III - DISPOSITIF DE MESURES EN COINCIDENCE -

Le principe de ces mesures consiste à interdire l'enregistrement de certaines impulsions délivrées par la chambre : pour cela, il suffit de déclencher le temps mort dès le début de ces impulsions. Ceci peut être obtenu par l'application d'un signal à l'entrée F_2 (fig. 6). Nous nommerons ce signal "signal de blocage". Il doit être fourni en coïncidence avec le front de montée de chaque impulsion à éliminer [4] .

1° - Canalisation des particules α .

Le système de canalisation est destiné à éliminer les particules α qui, émises sous de faibles angles par rapport au plan de la source, peuvent effectuer un trajet relativement long dans la matière de la source avec une perte d'énergie correspondante. Il est d'usage d'éliminer ces particules α en plaçant sur la source un écran percé de trous. Seules les particules α dont le parcours ne fait pas un angle trop grand avec la normale à la source peuvent ainsi être enregistrées. Cependant, la solution de l'écran canaliseur présente certains inconvénients dont le principal est de réduire la surface utile de la source.

Pour échapper à cet inconvénient, nous avons utilisé un procédé de canalisation qui tire parti de la variation de l'amplitude de la composante électronique du signal fourni par la chambre, en fonction de l'angle d'émission θ de la particule α :

$$u_e = \frac{Q}{C} \left(1 - \frac{\bar{R} \cos \theta}{d} \right) \quad (3, I)$$

Pour éliminer les particules α émises sous un angle plus grand qu'un angle donné θ_0 , il suffit de ne pas enregistrer les signaux dont la composante électronique excède une certaine valeur. Le montage réalisé est schématiquement représenté par la figure 6.

Les signaux prélevés dans l'amplificateur final, avant leur passage par le circuit d'intégration $R_1 C_1$ (fig. 13), sont acheminés, par la sortie S_1 , vers l'amplificateur rapide A_2 où ils subissent un supplément d'amplification. Cet appareil est muni d'un filtre CR-RC dont la constante de temps est très petite vis-à-vis du temps de collection des ions positifs, tout en étant assez grande vis-à-vis du temps de collection des électrons. Il s'ensuit que A_2 transmet des impulsions dont l'amplitude est proportionnelle à la composante électronique des signaux fournis par la chambre. Ces impulsions sont appliquées à l'entrée (D_1) du discriminateur D, lui-même connecté au circuit à temps mort (entrée F_2). En réponse à toute impulsion dont l'amplitude atteint le seuil choisi, le discriminateur délivre un signal de blocage au circuit à temps mort. Cela a pour effet, comme nous l'avons vu ci-dessus, de déclencher le temps

mort dès cet instant, qui correspond sensiblement au début de l'impulsion (fig. 15d). Cette dernière n'est donc pas enregistrée.

L'inconvénient du procédé de canalisation qui vient d'être décrit est que, pour une valeur donnée de la composante électronique, l'angle θ_0 dépend de l'énergie des particules α . θ_0 est d'autant plus grand que l'énergie est plus faible. Il en résulte que les intensités relatives des différentes raies d'un spectre ne sont pas respectées : il y a augmentation apparente de l'intensité quand l'énergie diminue. Cependant, quand les raies considérées appartiennent à un domaine limité d'énergie, cette augmentation est faible et on peut en tenir compte en effectuant des corrections.

2° - Réalisation pratique.

L'amplificateur rapide (A_2) et le discriminateur (D) que nous avons utilisés sont des appareils standards du C.E.A. La constante de temps du filtre de l'amplificateur a été fixée à la valeur $T = 10 \mu s$.

L'angle de canalisation que nous avons habituellement utilisé est $\theta_0 = 60^\circ$, ce qui correspond à un angle solide utile de π stéradians (géométrie 50 pour cent).

3° - Mesures en coïncidence avec le compteur proportionnel.

Le dispositif de mesure des particules α émises en coïncidence avec un électron de conversion (ou un rayon X mou) est représenté sur la figure 6. Il consiste à délivrer un signal de blocage au circuit à temps mort à l'instant du début de chacune des impulsions fournies par la chambre, sauf pour celles qui sont en coïncidence avec une impulsion fournie par le compteur proportionnel (fig. 15d). Dans ce but, le sélecteur d'anticoïncidence est interposé entre l'amplificateur rapide A_2 et l'entrée F_2 du circuit à temps mort. Il reçoit par ailleurs les impulsions du compteur proportionnel, qui font alors fonction d'impulsion de blocage vis-à-vis des impulsions fournies par A_2 .

4° - Réalisation pratique.

Le sélecteur d'anticoïncidence est une partie de l'appareil standard du C.E.A. que nous avons déjà décrit [15]. L'amplificateur du compteur proportionnel (A_3) présente un facteur d'amplification de l'ordre de 500. La sensibilité de la voie d'anticoïncidence, vue de l'entrée de A_3 , est environ 5 mV. Le fonctionnement de l'anticoïncidence est effectif pendant une durée de 8 μs à partir du début de l'impulsion. C'est ce temps qui doit être utilisé dans le calcul du nombre des coïncidences fortuites. Les fréquences moyennes des impulsions dans chacune des deux voies ne pouvant guère excéder 1 impulsion par seconde, la proportion des coïncidences fortuites est inférieure à 10^{-5} et peut donc être négligée.

IV - UTILISATION DE L'APPAREILLAGE -

Les appareils qui viennent d'être décrits sont installés dans une pièce dont la température est maintenue constante à $\pm 0,5^\circ$, au moyen d'un radiateur électrique commandé par un thermomètre à relais. Le radiateur électrique fonctionne automatiquement chaque fois que la température descend en-dessous d'une certaine valeur.

L'appareillage fonctionne d'une façon ininterrompue, sauf pour les besoins de l'entretien. Les tubes électroniques, au nombre de 200 environ, sont remplacés tous les trois ou quatre mois.

Dans ces conditions, on peut obtenir des mesures stables et reproductibles. Par exemple, l'amplitude moyenne d'une raie enregistrée est définie avec une précision relative de ± 1 pour mille pendant des périodes pouvant atteindre plusieurs jours.

Un générateur d'impulsions peut être connecté à l'entrée du préamplificateur à travers une capacité de faible valeur ⁽¹⁾ (~ 1 pF). Cet appareil permet d'étalonner le dispositif et de tester sa linéarité, comme il sera vu au chapitre suivant.

(1) Cf. chapitre I, page 13, ainsi que la figure 5.

- C H A P I T R E I I I -

EXPLOITATION DE L'APPAREILLAGE

SOMMAIRE.-

Dans ce chapitre, nous étudions la résolution en énergie d'un spectromètre α utilisant une chambre d'ionisation à impulsion et exposons les résultats obtenus. Nous considérons ensuite l'étalement des raies de structure fine sous l'effet des électrons de conversion émis en coïncidence dans la chambre d'ionisation. Enfin, nous envisageons les possibilités de détection des raies de structure fine de très faible intensité.

I - LARGEUR DES RAIES -

1°) GENERALITES.

On constate expérimentalement que la distribution des impulsions provenant de particules α monocinétiques suit très approximativement la loi de Gauss. Soit β_t l'écart type correspondant. Les différentes causes de dispersion sont les suivantes :

- les variations du ralentissement des particules α dans l'épaisseur de la source (autoabsorption),
- les fluctuations du nombre d'ions libérés,
- le bruit de fond du préamplificateur,
- les variations du facteur d'amplification avec la forme du signal fourni par la chambre, forme qui dépend de l'angle d'émission des particules α , comme nous l'avons vu aux chapitres I et II ;
- différentes causes d'importance faible : les fluctuations du facteur d'amplification et du seuil de la loupe, le chevauchement des impulsions sur la "queue" de l'impulsion précédente. L'utilisation du circuit à temps mort permet d'ailleurs de supprimer pratiquement l'effet de ce dernier phénomène (chapitre II, page 15).

Soient β_i , β_b et β_a les écarts types des fluctuations d'amplitude provenant respectivement des fluctuations du nombre d'ions, du bruit de fond, des fluctuations du facteur d'amplification (et du seuil de la loupe).

Bien entendu, la dispersion des amplitudes provenant des variations du ralentissement dans la source (autoabsorption) et des variations du facteur d'amplification avec l'angle d'émission θ ne peuvent s'exprimer par une loi de Gauss. Cependant, comme ces deux effets sont relativement petits, on peut supposer qu'il en est ainsi pour simplifier l'analyse. Soient donc β_s et β_θ les écarts types représentant approximativement ces deux effets.

On a :

$$\beta_t^2 = \beta_s^2 + \beta_i^2 + \beta_\theta^2 + \beta_b^2 + \beta_a^2 \quad (1, III)$$

Nous avons étudié au chapitre II la réalisation d'un amplificateur présentant un bruit de fond aussi faible que possible et conduisant à une dispersion d'amplitude en fonction de l'angle θ suffisamment petite ⁽¹⁾. La contribution $\beta_b^2 + \beta_a^2$ peut être déterminée globalement en étudiant la distribution des impulsions produites par un générateur connecté à l'entrée du préamplificateur ⁽²⁾. Remarquons d'ailleurs que le terme β_a^2 est faible par rapport à β_b^2 et c'est pourquoi nous omettrons le terme β_a dans ce qui suit, l'ayant inclus dans β_b . Quant à β_θ , il peut être évalué en fonction de la constante de temps T et du temps de collection des ions positifs, à partir de la formule (22, II).

La théorie de FANO [1] permet d'estimer le terme β_i correspondant aux fluctuations du nombre d'ions. Selon cet auteur, si l'on désigne par n le nombre d'ions libérés, l'écart type relatif sur n a pour expression :

$$\frac{\sqrt{(n - \bar{n})^2}}{n} = \sqrt{\frac{F}{n}} \quad , \text{ où } F \text{ est un facteur compris entre } \frac{1}{2} \text{ et } \frac{1}{3} . \quad (3) \text{ Il s'ensuit que :}$$

$$\beta_i = E \sqrt{\frac{F}{n}} = \sqrt{F E w} \quad (3, III)$$

où E désigne l'énergie des particules α et w l'énergie moyenne nécessaire pour libérer une paire d'ions.

Nous prendrons $F = \frac{1}{2,5}$, ce qui donne $\beta_i \simeq 7 \text{ keV}$ pour $E = 4,7 \text{ MeV}$.

Il reste le terme β_s , représentant l'autoabsorption.. On peut chercher à l'évaluer en déterminant la distribution théorique des énergies des particules α sortant de la source [3] . Cependant, les valeurs de β_s qu'on peut obtenir en supposant que la source soit une couche uniforme de l'émetteur étudié sont généralement très nettement inférieures à ce que donne l'expérience. Ce fait peut s'interpréter par la pénétration des atomes radioactifs à l'intérieur du support, la formation de microcristaux, etc.. Pour une intensité et une surface données, β_s dépend beaucoup

(1) Chapitre II page 15 et suivantes.

(2) Chapitre II page 15.

(3) La vérification expérimentale de cette formule n'a pas encore été faite. En tout cas, la valeur donnée ne semble pas correspondre à une surévaluation, d'après les expériences de HANNA et al. [2] . Ces auteurs mesurent les fluctuations du nombre de charges collectées dans un compteur proportionnel et l'écart trouvé, qui correspond aux fluctuations du nombre d'ions primaires et du facteur de multiplication, est déjà inférieur à $\frac{1}{\sqrt{n}}$.

du mode de préparation de la source et ne semble pas être inférieur, en général, à quelques kiloélectrons-volts.

2°) RESULTATS OBTENUS.

La figure 16 montre le spectre obtenu en utilisant une source d'ionium (^{230}Th) préparée sur une feuille de platine par la méthode du tétra-éthylène-glycol [4].

Un canaliseur, disposé sur la source, arrêta les particules α émises sous un angle $\theta > 30^\circ$, ce qui correspond à un angle solide utile de $\frac{4\pi}{20}$ environ. Cela permettait de réduire appréciablement l'effet des électrons de conversion émis en coïncidence avec la raie α_1 de structure fine ⁽¹⁾. En outre, la dispersion en fonction de l'angle étant plus réduite du fait de la canalisation, il était alors possible d'utiliser une constante de temps de filtrage T relativement petite : $T = 1$ ms. L'avantage est que, pour cette valeur, le bruit de fond de l'amplificateur est plus proche du minimum ⁽²⁾.

Sur la même figure, nous avons porté la droite d'étalonnage obtenue en connectant le générateur d'impulsions à l'entrée de l'appareil. Il est ainsi possible d'évaluer à 9,55 keV l'énergie équivalente à la largeur d'un canal.

On peut voir que les raies obtenues sont très sensiblement gaussiennes. Pour déterminer l'écart type β_t , nous avons représenté la raie α_0 dans le système de coordonnées galtoniennes (fig. 18a). On a, en multipliant par le facteur de correction calculé par CURIE I. [5], pour tenir compte de la largeur finie des intervalles d'analyse du sélecteur d'amplitude :

$$\beta_t = \frac{3,1}{2} \cdot 9,55 \cdot 0,98 = 14,5 \text{ keV}$$

La figure 17 montre la raie artificielle obtenue dans les mêmes conditions, avec le générateur d'impulsions. Cette raie permet de déterminer l'effet de l'amplificateur β_b . La représentation galtonienne donne (fig. 18b) :

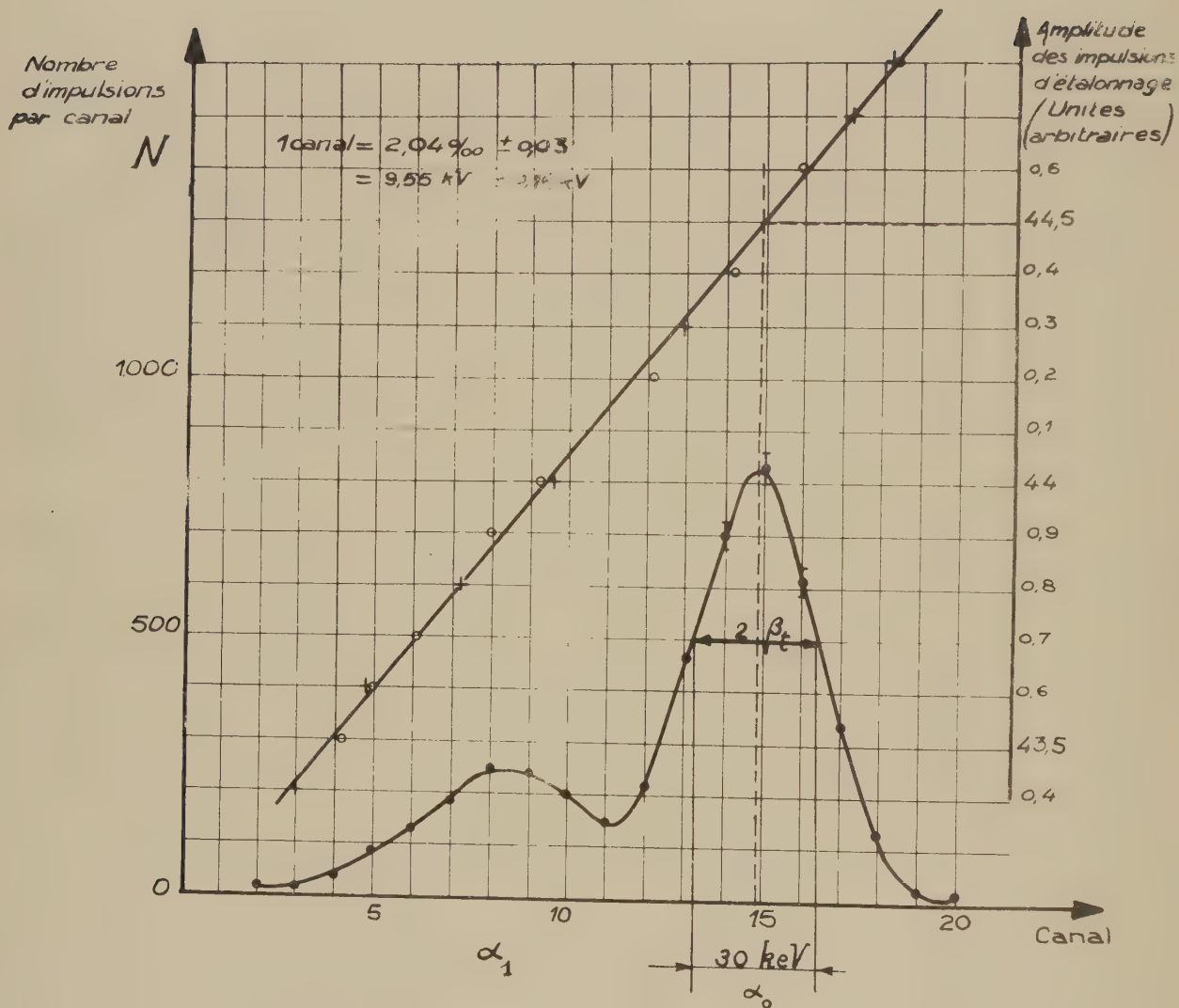
$$\beta_b = \frac{1,9}{2} \cdot 9,55 \cdot 0,95 = 8,5 \text{ keV}$$

Le terme β_θ peut être approximativement estimé à 3 keV. Si l'on prend pour β_i la valeur donnée ci-dessus : $\beta_i = 7$ keV, il est alors possible de connaître par différence le terme représentant l'autoabsorption et, le cas échéant, des causes supplémentaires de dispersion. Ce terme β_r a pour valeur :

$$\beta_r = \sqrt{\beta_t^2 - (\beta_b^2 + \beta_\theta^2 + \beta_i^2)} = 9 \text{ keV}$$

(1) voir ci-dessous page 48

(2) chapitre II, page 27.

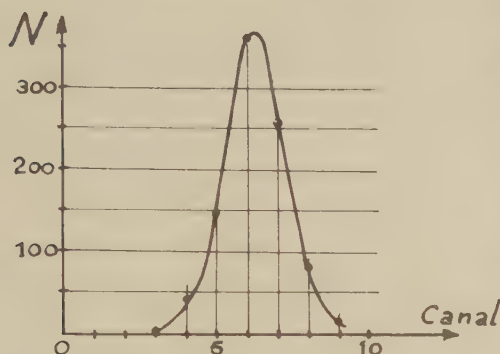


- Fig. 16 -

Conditions expérimentales.

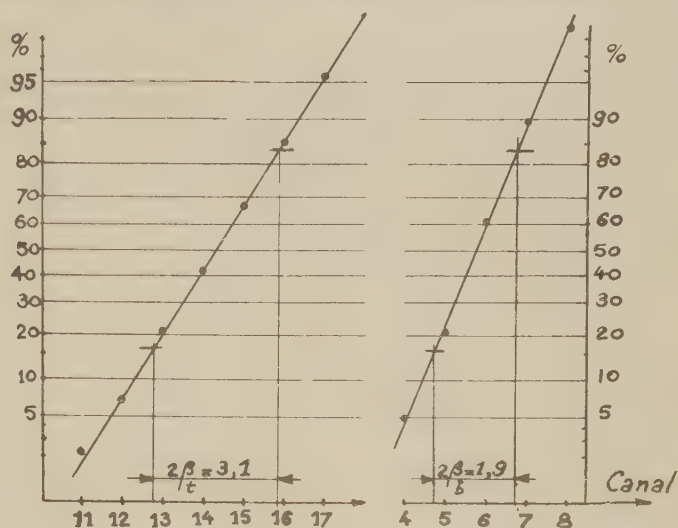
Source : ^{230}Th sur Pt (préparée par la technique du T.E.G.).
 Canaliseur : feuille de chrysocal, épaisseur 0,4 mm, percée de 60 trous de diamètre 0,4 mm. Intensité (résultante) : $10 \alpha/\text{mn}$.
 Amplificateur : gain 2 500 ; $T = 1 \text{ ms.}$; Loupe : gain 25 ;
 seuil $\sim 65 \text{ V}$. Temps mort : 0,8 s. Durée de la mesure : 7 h.

Dans le cas présent, la quantité de matière radioactive mise en jeu est inférieure au microgramme et l'autoabsorption devrait être en principe négligeable.



- Fig. 17 -

Raie artificielle obtenue en connectant le générateur d'impulsions à l'entrée du préamplificateur, la haute-tension d'accélération étant coupée. Fréquence des impulsions : 1 par 2 s.



- Fig. 18 a -

Représentation galtonienne de la raie α_0 de la fig. 16.

- Fig. 18 b -

Représentation galtonienne de la raie artificielle de la fig. 17.

Mesure relative à une source de plutonium non canalisée. Les conditions expérimentales étaient les suivantes:

Source : ^{239}Pu (nitrate) sur platine, préparée par la technique T.E.G.; comme ci dessus.

Constante de temps de l'amplificateur : $T = 3$ ms.

Le spectre obtenu est représenté par la figure 19. Compte tenu⁽¹⁾ de la présence de la raie α_2 de structure fine (la présence de la raie α_1 peut être négligée),

$$\beta_t = 16 \text{ keV}$$

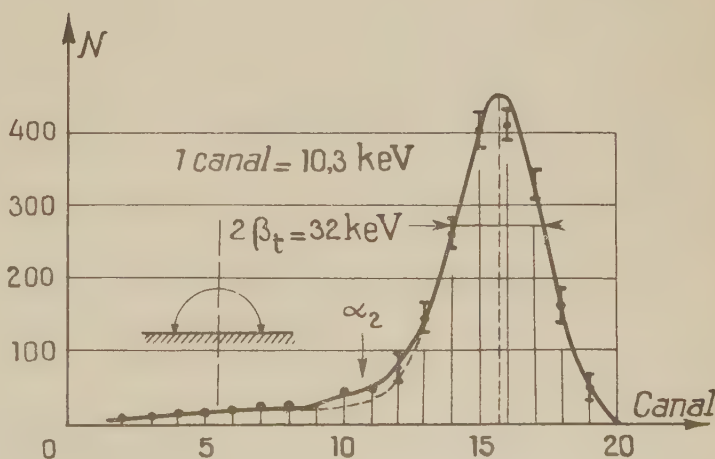
$$\beta_b = 11 \text{ keV}$$

$$\beta_\theta = 1-3 \text{ keV}$$

$$\beta_i = 7,5 \text{ keV}$$

Écart restant:

$$\beta_r = 8 \text{ keV}$$



- Fig. 19 -

Conditions expérimentales

Source : ^{239}Pu sur Pt. $T = 3$ ms
seuil loupe ~ 68 V. Durée de la mesure : 1 h 30.

(1) cf. ci-dessus, page 46.

Il est intéressant de comparer ce résultat au résultat correspondant obtenu par la méthode du spectrographe magnétique pour laquelle l'autoabsorption est le facteur le plus important de l'élargissement de la raie. Le spectre magnétique de l'émission α de ^{239}Pu a été étudié en particulier par ASARO et PERLMAN [7]. Le spectre obtenu par ces auteurs comprend deux raies de structure fine, α_1 à 13 keV (intensité 20 pour cent) et α_2 à 50 keV de α_0 (intensité 10 pour cent). L'écart type de la distribution correspondant à chacune de ces raies est environ 3 keV. L'écart type correspondant à l'autoabsorption seule est difficile à déterminer, mais il est sans doute assez inférieur à cette valeur.

Les auteurs cités obtenaient leur source par évaporation sous vide, sur support de platine. La technique utilisée ici est celle du T.E.G. La nécessité de chauffer au rouge le support de platine, pour éliminer le T.E.G., peut favoriser la diffusion de la source vers l'intérieur du support. Ce phénomène expliquerait les valeurs relativement élevées de β_r trouvées ci-dessus. Cependant, l'intervention de causes de dispersion autres que celles que nous avons énumérées, telles que, par exemple, un faible effet résiduel de recombinaison en colonne, n'est pas exclu.

Dans les deux cas qui viennent d'être envisagés, la masse totale de l'élément étudié pouvait être négligée. Il est intéressant de considérer les résultats obtenus avec un élément de période beaucoup plus longue. Pour des raisons d'intensité, on doit alors utiliser une masse relativement importante de cet élément. Le support n'intervient donc plus seul pour fixer l'autoabsorption, mais aussi l'élément lui-même (l'autoabsorption proprement dite). Nous allons donner les résultats correspondant à l'uranium naturel (fig. 23).

Conditions expérimentales.-

Source : obtenue par évaporation sous vide, et dépôt sur feuille d'aluminium.⁽¹⁾
Surface totale : 6 cm^2 . Densité : $25 \text{ } \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Intensité totale : 120 α/min dans 2π .
Canalisation (électronique) de 60° .

Résultats (relatifs à la raie α_0 de ^{238}U)

$\beta_t = 16,5 \text{ keV}$, compte tenu de la raie α_1 de structure fine.

$\beta_b = 12 \text{ keV}$

Avec $\beta_0 = 3 \text{ keV}$, $\beta_i = 7 \text{ keV}$, l'écart restant trouvé est $\beta_r = 8 \text{ keV}$. Il est possible, dans le cas présent, de faire une évaluation de la valeur minimum de β_s qui est voisine de l'énergie équivalente à la demi-masse superficielle de la source. On trouve : $\beta_s \approx 3 \text{ keV}$.

(1) Cette source a été réalisée par M. LEGER P., du Laboratoire des Techniques nucléaires du Service de Physique nucléaire du C.E.A.

La même expérience effectuée avec une source dont la densité superficielle est $65 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ donne les valeurs suivantes :

$\beta_r = 11 \text{ keV}$ $\beta_s \approx 7 \text{ keV}$. La valeur expérimentale semble donc se rapprocher d'autant plus de la valeur estimée que la quantité de matière radioactive est plus grande, comme cela a déjà été signalé [6] [8] .

3°) CONCLUSION.

Avec le spectromètre qui a été décrit, l'écart type β_t le meilleur que nous ayons pu obtenir est $14,5 \text{ keV}$, avec un angle solide utile de $\frac{4\pi}{20}$. Les contributions respectives des trois causes principales de dispersion étaient approximativement égales.

Il est possible d'obtenir, en géométrie comprise entre π et 2π , des valeurs courantes de l'écart β_t de 16 à 18 keV , et ceci même avec des éléments à période longue tels que ^{238}U . Ces résultats constituent un certain progrès relativement à ceux qui sont rapportés dans un récent ouvrage [9] .

Possibilités d'améliorations.-

A chaque fois que la quantité de matière radioactive mise en jeu est faible (inférieure à quelques microgrammes), il doit être possible par une bonne technique de préparation de la source de réduire le terme d'autoabsorption à une valeur négligeable, ce qui n'a pas été réalisé ici. Une autre perspective d'amélioration réside peut-être dans l'utilisation d'un gaz dont l'énergie moyenne d'ionisation par une particule α soit plus petite que celle de l'argon. Le xénon répond à cette condition ($W = 22 \text{ eV}$) mais le mélange (argon pur + 0,2 pour cent d'acétylène) proposé par JESSE et SADAUSKIS [10] , pour lequel $W = 21 \text{ eV}$, serait beaucoup moins onéreux. Le terme correspondant au bruit de fond serait alors réduit dans le rapport $\frac{21}{26,4} = 0,8$. Le terme exprimant les fluctuations du nombre d'ions serait réduit de 10 pour cent. Pour des énergies de l'ordre de 5 MeV , on aurait : $\beta_i = 6,5 \text{ keV}$ et $\beta_b = 6,5 \text{ keV}$ (en partant de la valeur de 8 keV , que nous avons obtenue). Prenons $\beta = 4 \text{ keV}$, pour représenter les autres causes (fluctuations en fonction de l'angle d'émission, autoabsorption). On peut donc espérer réduire l'écart total à la valeur

$$\beta_t = \sqrt{(6,5)^2 + (6,5)^2 + (4)^2} = 10 \text{ keV}$$

Comparaison avec la spectrographie magnétique.-

L'autoabsorption constitue la cause principale d'élargissement des raies dans un spectrographe magnétique alors qu'elle représente une faible fraction de l'élargissement total dans un spectromètre à impulsion.

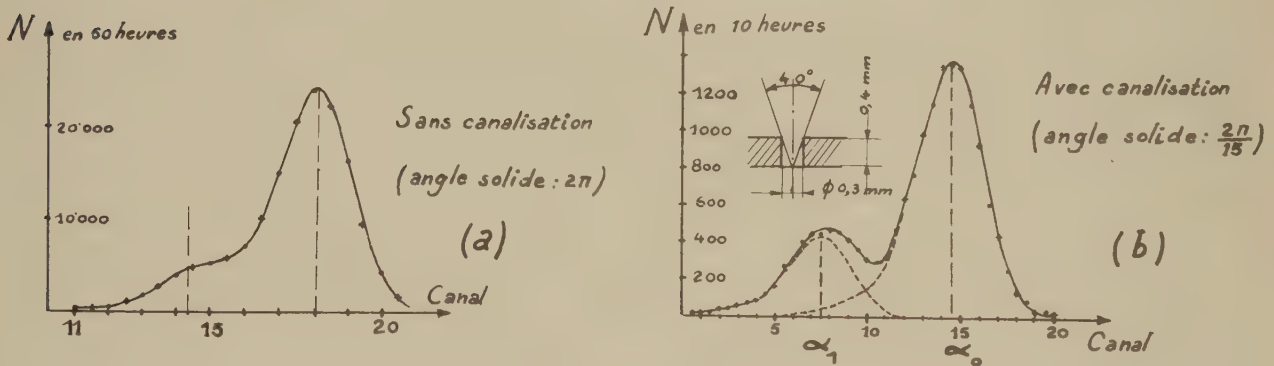
Des écarts compris entre 2 et 3 keV sont couramment obtenus [9] . Toutefois, l'angle solide utile excède rarement $\frac{4\pi}{10^4}$ stéradian, ce qui rend ce type d'appareil

très peu utilisable pour les mesures en coïncidence et pour les mesures avec des sources d'activité spécifique très faible.

II - EFFET DES ELECTRONS DE CONVERSION -

1° - Une particule α de structure fine (donnant naissance à un état excité du noyau final) est suivie par des rayonnements de désexcitation : γ , électron de conversion, rayonnement X, électrons AUGER. Ces rayonnements (notamment l'électron de conversion) peuvent pénétrer dans la chambre d'ionisation et y créer des ions, produisant un étalement vers les hautes énergies de la raie de structure fine. Cet étalement peut être réduit par l'emploi d'un canaliseur, qui diminue d'un facteur $\frac{\Omega}{2\pi}$ la proportion du rayonnement de désexcitation pénétrant en même temps que la particule α dans le volume utile de la chambre, Ω désignant l'angle solide de la canalisation.

Considérons, par exemple, la détermination de l'énergie et de l'intensité de la raie α_1 de structure fine de l'ionium (^{230}Th) le coefficient de conversion (couche L) qui a été trouvé pour le γ correspondant est 46 [11] : cette transition est presque totalement convertie. La figure 20a représente le spectre obtenu en géométrie 2π et



- Fig. 20 -

Suppression de l'effet des électrons de conversion par la canalisation. Mesure de la raie α_1 de structure fine de ^{230}Th .

la figure 20b montre le spectre correspondant à l'utilisation d'un canaliseur ($\frac{\Omega}{4\pi} = \frac{1}{30}$). Ce dernier spectre permet de déterminer l'intensité de la raie α_1 , moyennant une petite correction, pour tenir compte de la fraction des électrons de conversion qui sont encore gênants. Cette fraction est $\frac{\Omega}{4\pi}$ (si l'on néglige l'effet de la diffusion des électrons par le canaliseur). Pour effectuer cette correction, on peut raisonnablement supposer que les particules α accompagnées d'un électron dans la chambre sont comptées dans la raie α_0 et, par suite, multiplier par le facteur $1 + \frac{\Omega}{4\pi}$ l'intensité brute de la raie α_1 . Les résultats sont les suivants :

- intensité de la raie α_1 : $24,5 \pm 2$ pour 100 désintégrations,
- différence d'énergie entre α_0 et α_1 : $67 \pm 3 \text{ keV}$, en bon accord avec les résultats obtenus récemment par ROSENBLUM S. et VALADARES M. avec un spectrographe

magnétique [12] .

Cas des mesures en coïncidence.-

Si, parmi les rayonnements de désexcitation, un seul était susceptible de produire des ions dans la chambre, l'effet mentionné ci-dessus devrait disparaître dans les mesures en coïncidence entre ce rayonnement (détecté par le compteur proportionnel) et les α (détectés par la chambre d'ionisation).

En fait, la désexcitation se produit généralement par une cascade de rayonnements dont plusieurs sont susceptibles de produire des ions, soit dans la chambre, soit dans le compteur proportionnel : si l'un de ces rayonnements est enregistré par le compteur, les autres pourront produire, dans la chambre, des ions qui s'ajouteront à ceux produits par la particule α , déformant ainsi la raie de structure fine. L'emploi d'un canaliseur peut cependant être évité dans certains cas, mais des corrections sont à faire.

A titre d'exemple simple, considérons le cas où le compteur proportionnel n'enregistre, parmi les rayonnements de désexcitation, que les rayons X du groupe L. Seuls les électrons de conversion émis en coïncidence avec les rayons X sont alors susceptibles de se superposer à la raie α_1 . Soit E'_α l'énergie moyenne de la raie obtenue par une mesure de coïncidence. E'_α est égale à l'énergie E_α des particules, augmentée de l'énergie perdue en moyenne par les électrons de conversion dans la chambre. Si l'on néglige les effets de la rétrodiffusion des électrons, cette énergie est égale à la moitié de l'énergie des électrons de conversion. On a donc :

$$E'_\alpha = E_\alpha + \frac{1}{2} (E_{\alpha_0} - E_\alpha - E_X)$$

où E_{α_0} et E_X désignent respectivement l'énergie de la raie α_0 et l'énergie de liaison de l'électron. Il s'ensuit que :

$$E_{\alpha_0} - E_\alpha = 2 (E_{\alpha_0} - E'_\alpha) - E_X \quad (5, \text{III})$$

L'énergie E_X n'est pas bien définie puisque la conversion peut intéresser surtout la sous-couche L_I , dans le cas d'une émission dipolaire magnétique ($E_X = 20,5$ keV pour $Z = 90$ [13]), ou les couches L_{II} et L_{III} ($E_X = 19,7$ et $16,3$ keV), dans le cas d'une émission quadrupolaire électrique [14], etc. Mais l'on peut poser par exemple $E_X = 18$ keV, pour $Z = 90$, en tolérant une erreur possible de ± 2 keV environ.

La formule (5, III) n'est valable que si l'on peut négliger l'effet de la rétrodiffusion des électrons. Dans les expériences qui sont rapportées ci-dessous, on peut penser que cet effet est négligeable, puisque le support de source qui est utilisé est en aluminium ($Z = 13$) et que le gaz de la chambre est de l'argon ($Z = 18$). Les rétro-

diffusions dans ces deux matériaux tendent à se compenser.

2° - APPLICATIONS -

Cas de l'ionium.-

La source est obtenue par évaporation à partir d'une solution de nitrate d'ionium-thorium sur une feuille d'aluminium de 8 mg/cm^2 . Seul le rayonnement X du groupe L est ainsi transmis vers le compteur proportionnel. Le détail de la méthode utilisée est indiqué ci-dessous à propos de la raie α_1 de structure fine de ^{238}U . Le résultat obtenu est le suivant :

$$E_{\alpha_0} - E_{\alpha_1} = 68 \pm 5 \text{ keV, en bon accord avec le résultat obtenu ci-dessus.}$$

Cas de ^{238}U (et de ^{234}U).-

La source est préparée par évaporation thermique sous vide, sur feuille d'aluminium de 5 mg/cm^2 .

Le spectre I (fig. 21a) représente la somme des mesures en coïncidence. L'abscisse x'_1 du centre de gravité de ce spectre correspond à l'énergie E'_α .

Le spectre II (fig. 21b) représente la somme des mesures sans coïncidence, effectuées à intervalles réguliers (compensation de la dérive de l'appareillage). Ce spectre expérimental résulte de la superposition de deux spectres : l'un est dû à la raie α_0 seule ; l'autre est dû à la raie α_1 accompagnée de l'ensemble des rayonnements de désexcitation (et non seulement des électrons de conversion L, comme pour le spectre I).

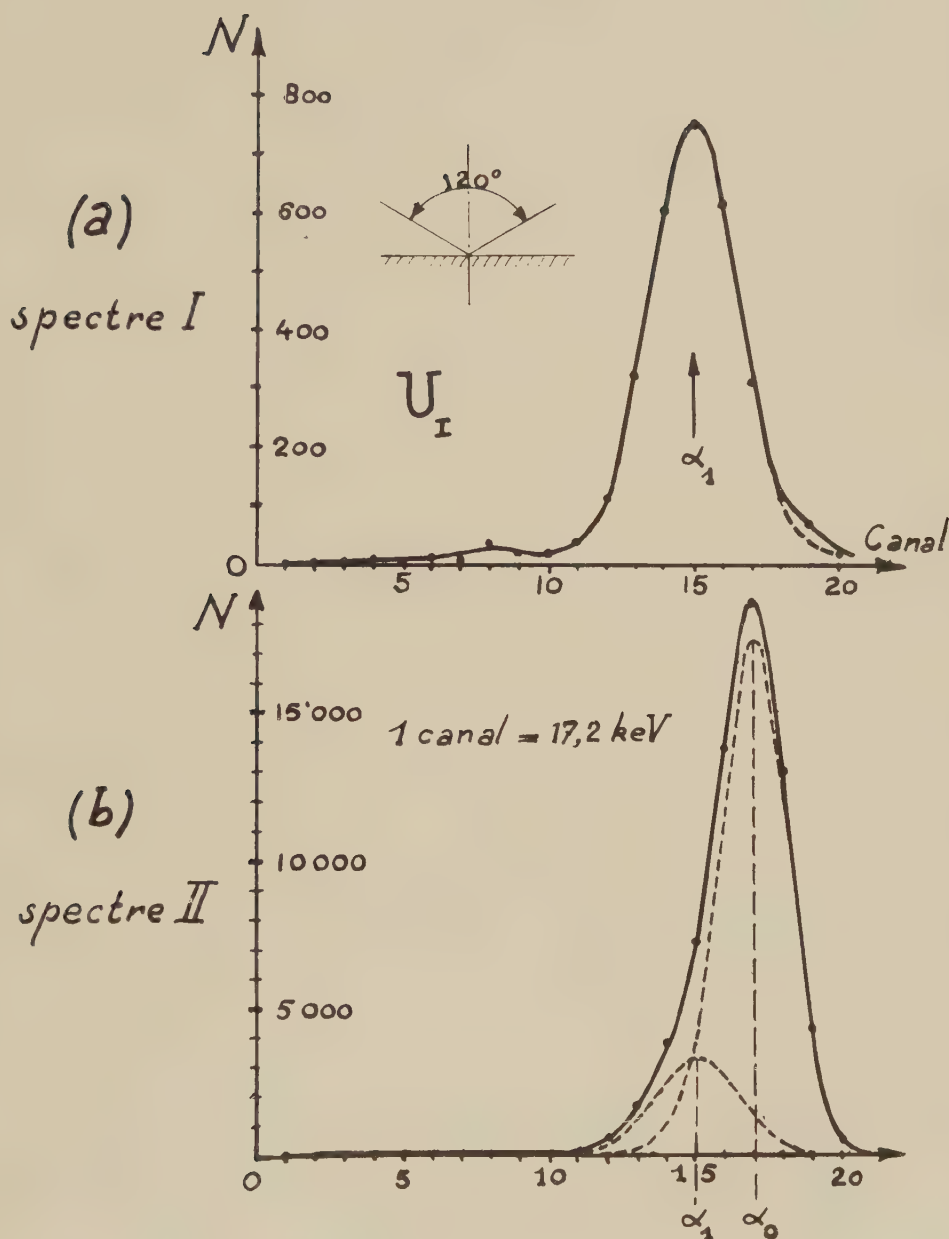
Pour déterminer l'abscisse x_0 de la raie α_0 , correspondant à l'énergie E_{α_0} , écrivons l'expression de l'abscisse x_R du centre de gravité du spectre II :

$$x_R = x_0 I_0 + x''_1 I_1$$

où x_0 et x''_1 sont les abscisses des centres de gravité des deux spectres, I_0 et I_1 leurs intensités relatives ($I_0 + I_1 = 1$)

x''_1 est déduit de x'_1 , l'abscisse du centre de gravité du spectre I, par addition d'un terme correctif de 4 keV (effet des rayons X_L et de leurs électrons Auger, influence de la conversion couche M).

I_1 est obtenu par tâtonnements, en multipliant par un facteur variable le spectre I (centré sur x''_1), en retranchant ce produit du spectre II et en ajustant le facteur variable de façon à obtenir un spectre α_0 résultant symétrique.



- Fig. 21 -

Conditions expérimentales.

Source d'uranium naturel préparée par évaporation thermique sous vide et dépôt sur feuille d'aluminium. Densité superficielle : $65 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Densité superficielle (totale) de l'écran d'aluminium entre la source et le compteur : $\sim 5 \text{ mg}/\text{cm}^2$.

Conditions électroniques. Ampli : gain 2 000 ; T = 2 ms. Loupe : gain 15 ; seuil : $\sim 55 \text{ V}$. Temps mort : 0,3 s. Canalisation (électronique) dans $\frac{1}{2}$ angle au sommet de 60° .

Fig. 21 a : mesure en coïncidence. Durée 430 h.

Fig. 21 b : total des mesures sans coïncidence intercalées entre les mesures en coïncidence. Durée totale : 95 h.

$$\text{On trouve ainsi : } \frac{I_1}{I_0} \simeq \frac{1}{4}$$

En prenant la largeur d'un canal comme unité, nous avons :

$$x'_1 = 15 \quad x_R = 16,6$$

On en déduit :

$$\begin{aligned} x''_1 &= 15,2 & x_0 &= x_R + (x_R - x''_1) \frac{I_1}{I_0} \\ & & &= 16,95 \end{aligned}$$

$$x_0 - x'_1 = 1,95$$

, soit, pour une largeur de canal de 17,2 keV

$$E_{\alpha_0} - E_{\alpha_1} = 33,5 \text{ keV}$$

(5, III) donne alors :

$$E_{\alpha_0} - E_{\alpha_1} = 49 \pm 5 \text{ keV}$$

La même méthode appliquée à la détermination de l'énergie de la raie α_1 de structure fine de ^{234}U donne les valeurs suivantes :

$$\frac{I_1}{I_0} \simeq \frac{1}{3}$$

$$E_{\alpha_0} - E_{\alpha_1} = 51 \pm 5 \text{ keV}$$

Ces résultats sont en accord avec les résultats obtenus par la méthode des émulsions nucléaires [15] [16] .

III - MESURE DES RAIES DE FAIBLE INTENSITE.-

1° - De part et d'autre de chaque raie des spectres obtenus, le nombre d'impulsions par canal ne tombe pas complètement à zéro, même à une distance relativement grande de la raie. Ces impulsions forment un spectre continu qui gêne l'observation des raies de faible intensité.

Parmi les causes de ce spectre continu, il faut distinguer celles qui sont d'origine électronique et celles qui sont d'origine physique. Les principales causes d'origine électronique sont :

- les parasites hertziens ou provenant du secteur alternatif, les parasites provenant de la chambre (décharges de l'électrode accélératrice) ou du dispositif électronique lui-même (courts-circuits dans les tubes, dans les condensateurs électrochimiques [17] etc. ;

- la superposition de deux (ou plusieurs) impulsions ; en effet, si une impulsion survient pendant la durée de l'impulsion précédente (avant le déclenchement du temps mort), l'appareil enregistre l'impulsion résultante. Ce phénomène conduit à un fond continu vers les hautes énergies.

Les principales causes d'origine physique sont :

- la pollution résiduelle de la chambre
- la rétrodiffusion des particules α par le support et, le cas échéant, par le canaliseur ;
- l'autoabsorption.

Cet ensemble de causes peut être classé dans deux catégories :

- les causes permanentes ; c'est le cas des signaux parasites d'origine électrique, de la pollution résiduelle de la chambre.
- les causes inhérentes à la mesure ; il en est ainsi de toutes les autres causes énumérées, y compris le phénomène de superposition des impulsions qui dépend de l'intensité de la source et de la position des raies.

2° - RESULTATS OBTENUS.-

Causes permanentes.-

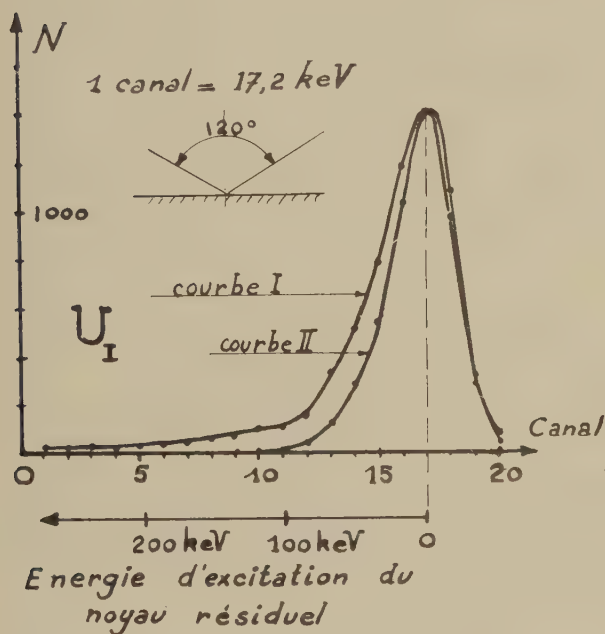
La mesure effectuée sans source dans les conditions expérimentales normales conduit, dans le domaine d'énergie compris entre 3 et 5 MeV, à l'enregistrement d'environ 200 impulsions par 24 heures. Ces impulsions sont réparties d'une façon sensiblement uniforme.

Evaluons, à partir de ce résultat, la période de désintégration du radioélément le moins actif qu'il est possible de détecter facilement avec le dispositif décrit. Nous supposons qu'une masse du radioélément égale à 1 mg est utilisée, répartie sur une surface de 10 cm^2 (densité superficielle : $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$). Il est facile de détecter avec certitude une raie dont l'intensité soit, par exemple, cinq fois supérieure au mouvement propre. Or, dans le domaine d'énergie envisagé (3-5 MeV), le mouvement

propre représente environ 10 impulsions par jour, dans un intervalle d'énergie de 100 keV, pouvant englober la quasi-totalité d'une raie. Le nombre de particules α émises dans l'angle solide 4π doit donc être au moins 100 par jour, et la période maximum correspondante voisine de 10^{14} ans.

Causes inhérentes à la mesure.-

Considérons tout d'abord le fond continu vers les hautes énergies provenant de la superposition des impulsions. Son intensité peut être estimée. La proportion des impulsions qui se superposent est $2\tau N$, où τ est la durée des impulsions et N leur fréquence moyenne. Avec $\tau = 10^{-2}$ s et $N = 1$ s $^{-1}$, cette proportion atteint donc $2 \cdot 10^{-2}$. Les

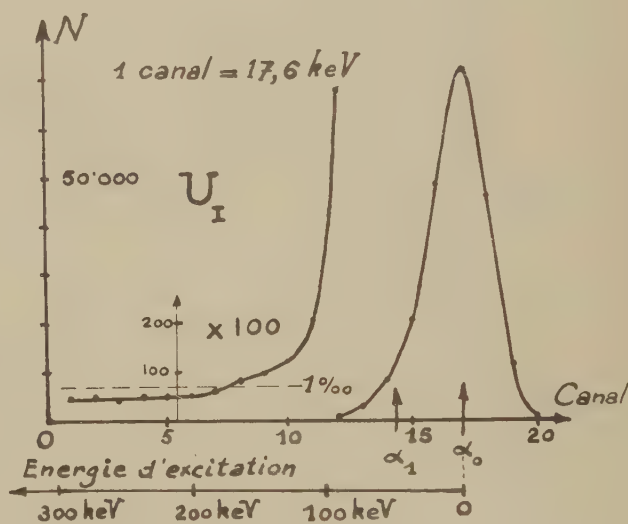


- Fig. 22 -

Influence de la canalisation sur la queue de la raie. Mêmes conditions expérimentales que pour la fig. 21. Courbe I : sans canalisation. Courbe II : la canalisation électronique est utilisée.

impulsions résultantes sont réparties dans un intervalle d'énergie qui est égal à l'énergie des particules α et l'intensité du fond continu correspondant est relativement faible.

Dans l'application numérique envisagée et pour des particules α de 5 MeV, l'intensité moyenne du fond continu est environ 0,2 pour mille de l'intensité de la raie principale (nous supposons la raie triangulaire avec une largeur à la base de 100 keV). Ce fond continu peut donc être négligé, en première approximation. Au reste, nous nous sommes surtout intéressés à la région qui s'étend vers les faibles énergies que nous allons maintenant considérer.



- Fig. 23 -

Source d'uranium naturel préparé par évaporation thermique sous vide. Densité superficielle du dépôt : 25 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$. Surface de la source : 6 cm^2 . Durée de la mesure : 260 h.

La rétrodiffusion et l'autoabsorption semblent être les principales causes de la queue des raies vers les faibles énergies. On sait qu'il est possible de réduire beaucoup cette queue en éliminant par canalisation les particules α faisant un angle faible par rapport au plan de la source. La courbe I de la figure 22 représente le spectre de ^{238}U obtenu sans canalisation. La courbe II est relative au même spectre, mais le dispositif de canalisation électrique est utilisé (cf, chapitre II), l'angle de canalisation étant environ 60° . Comme on peut le voir, la queue de la raie est importante. Sur la courbe I : du canal 1 au canal 7, l'intensité est comprise entre 1 et 3 pour cent de la raie principale. Sur la courbe II l'intensité est seulement 1,8 pour mille, grâce à la canalisation.

Dans toutes nos mesures, nous avons utilisé une canalisation dans un angle de 60° environ. (Il s'agit du $\frac{1}{2}$ angle au sommet). Nous avons constaté que le choix d'un angle plus petit n'apportait pas, en général, une amélioration supplémentaire.

La majeure partie de la queue que laisse subsister la canalisation provient souvent de l'autoabsorption. On constate notamment que l'importance de la queue dépend beaucoup de la source, de son mode de préparation, de la densité superficielle de la matière active, etc... Les courbes de la figure 22 sont relatives à une source d'uranium naturel sur aluminium (obtenue par évaporation sous vide). La densité superficielle est environ $65 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. A 200 keV de la raie, nous avons déjà indiqué que l'intensité est 1,8 pour mille. La même mesure, effectuée avec une source dont la densité est $25 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, conduit à une intensité qui, à 200 keV de la raie, représente seulement 0,7 pour mille (fig. 23). Il est à signaler que la fraction de cette intensité qui provient des causes permanentes n'excède pas un dixième environ et peut être négligée.

L'intensité du fond continu dans la queue tombe en général à moins de 2 pour mille, à une distance de 100 - 150 keV de la raie, pour atteindre 0,5 à 1 pour mille vers 150 - 200 keV et décroître ensuite graduellement. Nous n'avons pas rencontré de cas où cette intensité résiduelle était inférieure aux valeurs que nous venons de donner. Nous n'avons pas encore d'explication satisfaisante de ce phénomène. Cependant, on peut supposer que l'influence de l'autoabsorption n'est pas négligeable et qu'une faible fraction de la source a pu pénétrer profondément à l'intérieur du support, par exemple, comme le signalent d'ailleurs certains auteurs [3] .

La présence de raies de structure fine de très faible intensité (quelques dix millièmes) peut contribuer dans certains cas à ce fond continu.

En spectrographie magnétique, on obtient des fonds continus de même ordre que ceux que nous venons de signaler. Dans cette technique, toutefois, on ne dispose pas de la ressource des mesures en coïncidence qui permettent l'élimination de la raie α_0 et du fond continu qui l'accompagne, facilitant ainsi l'observation des raies de faible intensité de la structure fine (cf chapitre suivant).

La possibilité de détecter des raies de faible intensité dans le fond continu

dépend de l'intensité de la source et de la durée des mesures qu'on peut faire. Comme nous l'avons dit au chapitre II, la stabilité de notre appareillage permet des mesures de plusieurs centaines d'heures, ce qui nous a permis de mettre en évidence de nouvelles raies dans les spectres de ^{230}Th , ^{234}U et ^{238}U , comme on le verra au chapitre IV.

- C H A P I T R E I V -

SOMMAIRE -

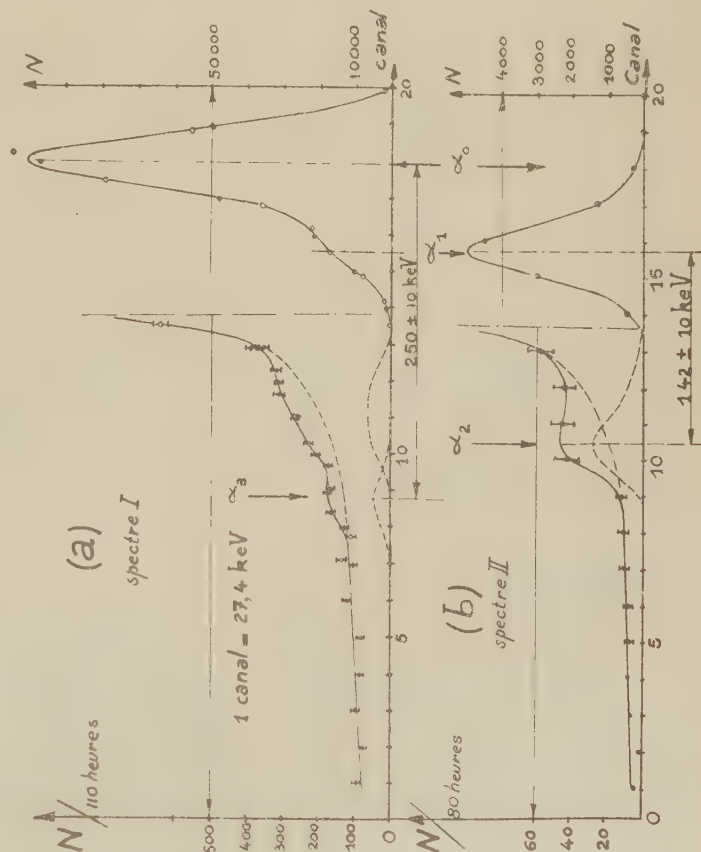
Etude de la structure fine de l'émission α de $^{230}_{90}\text{Th}$, $^{234}_{92}\text{U}$ et $^{238}_{92}\text{U}$.

I - ETUDE DE LA STRUCTURE FINE α DE $^{230}_{90}\text{Th}$ -

1° - L'étude du rayonnement γ émis lors de la transmutation de l'ionium [1] [2] [3] [4] permet de prévoir l'existence de raies de structure fine peu intenses. Pour les mettre en évidence, nous avons effectué les mesures suivantes qui ont déjà été publiées [5]. La source isotopiquement pure était obtenue par dépôt direct dans le séparateur d'isotopes construit par BERNAS R. [6], sur une feuille d'aluminium de 2 mg/cm^2 .

La figure 24a montre le spectre obtenu après une mesure sans coïncidence (spectre I). La figure 24b (spectre II) correspond à une mesure en coïncidence avec le rayonnement de désexcitation de ^{226}Ra , détecté par le compteur proportionnel (électron de conversion ou rayonnement X). Les conditions expérimentales étaient par ailleurs identiques.

Deux raies apparaissent dans le spectre II. La raie α_1 déjà signalée [7] et correspondant à un rayonnement γ de 68 keV très converti [8] [9] et une raie à $210 \pm 10 \text{ keV}$ de α_0 (α_2 sur la figure). La présence de cette raie confirme l'hypothèse de RASETTI F. et BOOTH E.C. sur l'existence d'un niveau à 210 keV dans ^{226}Ra , niveau se désexcitant par deux rayonnements γ en cascade [4], le premier rayonnement ayant une énergie de 142 keV et conduisant au premier niveau (68 keV).



- Fig. 24a et 24b -

L'intensité de la raie α_2 peut être estimée à $1,5 \pm 1$ pour mille désintégrations.

Une raie dont l'intensité est environ 0,3 pour mille apparaît sur le spectre I à $250 \pm 10 \text{ keV}$ de α_0 (α_3 sur la figure). Cette raie correspond au rayonnement γ de

255 keV qui a été signalé [1] [3] [4]. Le fait que la raie α_3 n'apparaisse pas sur le spectre II indique que ce rayonnement est peu converti.

L'intensité des raies α_2 et α_3 concorde raisonnablement avec les intensités obtenues par l'étude des γ .

Dans un travail récent [10], l'existence des raies α_2 et α_3 est confirmée et les intensités obtenues sont comparables aux nôtres. Des nouvelles raies de faible intensité, au nombre de 4, sont signalées sous réserve. La première de ces raies est à 140 keV de α_0 (intensité 7 pour mille) et ne peut être décelée ici car elle est trop peu intense et trop proche de α_1 . Les trois autres raies sont à 328, 399, et 485 keV de α_0 et leurs intensités seraient respectivement 8, 7 et 6 pour dix mille. Le fait qu'elles soient relativement rapprochées et d'intensités comparables ne nous permet pas de les séparer du fond continu et de confirmer leur existence (l'intensité globale du fond continu est de l'ordre de 1 pour mille dans le spectre I).

2° - Détermination du spin des deux premiers niveaux de ^{226}Ra .

En collaboration avec BENOIST P., FALK-VAIRANT P., et TEILLAC J., nous avons étudié les corrélations angulaires des particules α de l'ionium avec les rayonnements γ de 68 keV et 144 keV. Nous avons utilisé la propriété de la chambre d'ionisation à collection électronique de fournir une impulsion qui caractérise l'angle d'émission de la particule α (cf. chapitre I). Le dispositif de mesure des corrélations angulaires α - γ est ainsi formé d'une chambre d'ionisation remplie d'un mélange argon- CO_2 et d'un compteur à scintillations. Ce dernier, placé dans l'axe de symétrie de la chambre, fixe la direction du rayonnement γ étudié. La composante électronique des impulsions fournies par la chambre, qui sont en coïncidence avec les impulsions du photomultiplicateur, est analysée par un sélecteur d'amplitude à 10 canaux. L'ensemble du dispositif de mesure est décrit par ailleurs [13].

RESULTATS.

Les fonctions de corrélation angulaire déduite des résultats expérimentaux [11] s'interprètent théoriquement [12] si l'on admet que les deux niveaux excités de 68 et 210 keV ont les spins 2 et 4 respectivement. Le résultat correspondant au premier niveau est en accord avec le résultat des mesures de la conversion interne [9] [14] et les mesures de corrélation angulaire α - γ utilisant la méthode du détecteur tournant [15].

Le schéma de désintégration de l'ionium, tel qu'il résulte des différents résultats expérimentaux, est représenté par la figure 25.

I - TRANSMUTATION $^{234}\text{U} \xrightarrow{\alpha} ^{230}\text{Th}$ -

L'étude des électrons de conversion interne [16] émis lors de la transition $^{234}\text{U} \xrightarrow{\alpha} \text{Io}$ et de la structure fine du rayonnement α [17], établissent l'existence d'un niveau d'excitation de Io (^{230}Th) à environ 50 keV. Des photons de 53, 93 et 118 keV ont, d'autre part, été observés [18], ces deux derniers rayonnements pouvant être attribués à la désexcitation d'un ou deux autres niveaux de Io. Pour préciser l'existence de ces niveaux, nous avons étudié la structure fine α de ^{234}U [19].

Dans le chapitre III, page 41, nous avons donné le résultat des mesures sur la raie de structure fine aboutissant au niveau de 50 keV de ^{230}Th (raie " α_1 "). Ces résultats sont les suivants :

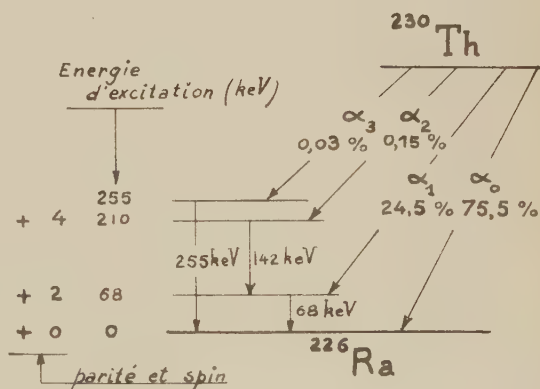
- différence d'énergie entre la raie α_0 et α_1 :

$$51 \pm 5 \text{ keV}$$

- intensité : ~ 25 pour cent désintégrations,

en bon accord avec les mesures faites avec un spectrographe magnétique [17] (dans ce dernier cas les auteurs cités utilisaient une source enrichie en ^{234}U).

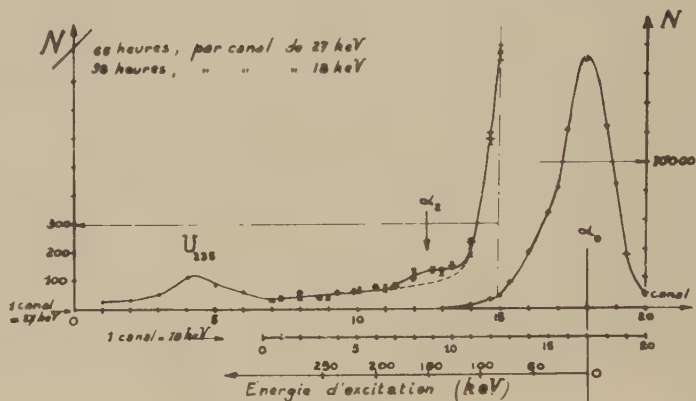
Des mesures sans coïncidence relatives à une source enrichie en ^{234}U , obtenue dans le séparateur d'isotopes construit par BERNAS R. [6], ont donné le spectre représenté par la figure 26. Ce spectre nous a conduit à envisager l'existence d'une raie à 150-160 keV de α_0 , correspondant à un niveau d'excitation à 170 keV de ^{230}Th , niveau se désexcitant par les γ de 118 et 53 keV déjà cités [18]. Le fait que cette raie n'apparaisse pas à 170 keV de α_0 , mais à 150-160 keV provient de l'effet parasite des électrons de désexcitation que nous avons déjà signalé (chap. III). Le rayonnement γ de 53 keV est, en effet, très converti [16] et le déplacement de la raie provenant des électrons de conversion de ce rayonnement est de l'ordre de 15 keV (chap. III, page 49). Quant à la conversion dans la couche L ou M du rayonnement γ de 118 keV, elle se manifeste par une raie satellite qui se confond avec la raie principale.



- Fig. 25 -

Pour confirmer l'existence de la raie dont nous venons de parler (α_2 , sur la figure 26) nous avons effectué des mesures en coïncidence entre le rayonnement α et le rayonnement de désexcitation. Dans le but de réduire l'intensité de la raie α_1 , dont la queue gêne l'observation de α_2 , un écran de 5 mg/cm^2 était interposé entre

la source (uranium naturel) et le compteur proportionnel. Un tel écran arrête les électrons dont l'énergie est inférieure à 50 keV et, par conséquent, les électrons de désexcitation du niveau correspondant à la raie α_1 . Les coïncidences enregistrées proviennent donc uniquement des électrons de conversion dans la couche L (ou M) du rayonnement γ de 118 keV et du rayonnement X (groupe L) de réarrangement. Le spectre obtenu est représenté par la figure 27b : on y distingue deux raies, la raie α_1 déjà signalée, provenant des coïncidences avec le rayonnement X et une raie d'énergie inférieure à la raie α_1 qui s'identifie avec la raie α_2 de la figure 26.

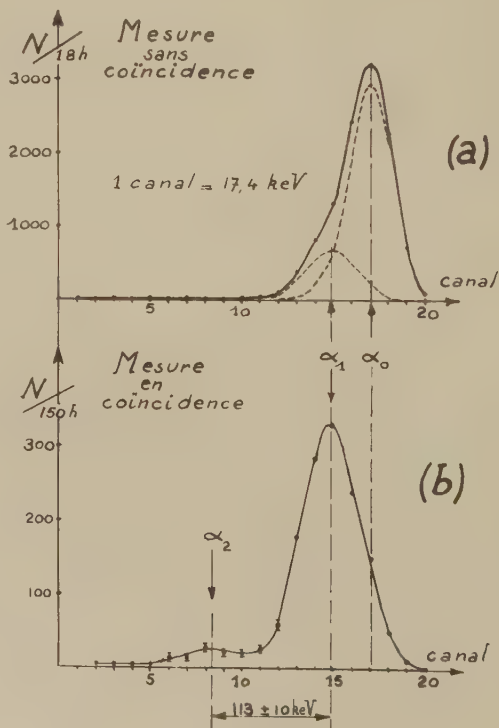


- Fig. 26 -

La différence d'énergie entre les deux niveaux d'excitation de ^{230}Th , correspondant respectivement à α_2 et α_1 est sensiblement égale à la différence d'énergie des deux raies trouvées. En effet, le déplacement provenant de l'électron de désexcitation du premier niveau est le même pour les deux raies. Quant au rayonnement X (ou Auger) de réarrangement de l'atome qui suit la désexcitation de l'un et l'autre niveau, il entraîne un déplacement supplémentaire de α_2 relativement à α_1 correspondant à une correction de 6-8 keV. D'après la figure 27b la différence d'énergie entre les deux niveaux est donc égale à 122 ± 10 keV, en tenant compte de l'énergie de recul du noyau. Cette valeur est en bon accord avec l'énergie du rayonnement γ qui a été observé (118 keV).

Des mesures en coïncidence, effectuées avec d'autres sources confirment l'existence de la raie α_2 de ^{234}U .

Si l'on identifie le photon de 93 keV avec le rayonnement X (K_α) faisant suite à la conversion dans la couche K du rayonnement γ de 118 keV, une valeur approchée du coefficient de conversion correspondant est donnée par le rapport des intensités des photons de 93 et 118 keV. La valeur



trouvée est 0,5 d'après [18] et le rayonnement γ de 118 keV serait alors quadrupolaire électrique [20]. Par ailleurs, la systématique des premiers niveaux excités des noyaux pairs-pairs [21] permet de penser que le rayonnement de 53 keV est également quadrupolaire électrique ⁽¹⁾. L'intensité de α_2 calculée à partir des intensités des rayonnements γ de 53 et 118 keV [18] et, entre autres, des coefficients de conversion dans la couche L de ces deux rayonnements [23] serait alors environ 3 pour mille. Cette valeur calculée est en accord grossier avec celle que l'on peut déduire directement du spectre de la figure 26, en tenant compte de la raie satellite due aux électrons de conversion du rayonnement γ de 118 keV.

En conséquence, le schéma de désintégration de ^{234}U que nous proposons est représenté par la figure 28.

III - TRANSITION $^{238}\text{U} \xrightarrow{\alpha} ^{234}\text{Th}$ -

L'étude, par la méthode des émulsions nucléaires, des électrons émis en coïncidence avec le rayonnement α de ^{238}U a permis de montrer que ce corps présente une raie de structure fine intense à environ 50 keV de α_0 [24]. Dans le chapitre III, nous avons donné le résultat des mesures concernant cette raie (" α_1 ") :

- différence d'énergie entre la raie α_0 et α_1 :

$$49 \pm 5 \text{ keV}$$

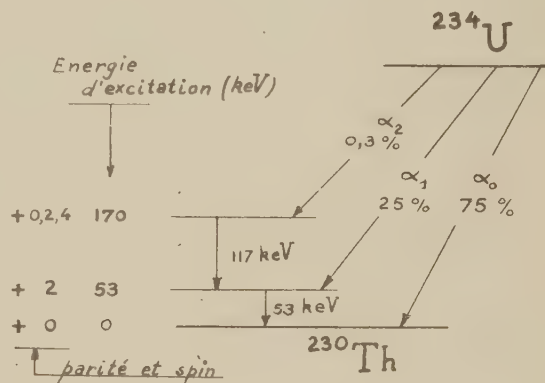
- intensité : ~ 20 pour cent désintégrations.

Rappelons que l'intensité trouvée pour la raie α_1 de structure fine de ^{234}U est 25 pour cent désintégrations. On a donc

$$\frac{\text{intensité de } \alpha_1 \text{ de } ^{234}\text{U}}{\text{intensité de } \alpha_1 \text{ de } ^{238}\text{U}} \approx 1,25$$

Deux séries de mesures en coïncidence ont été effectuées à l'aide d'une source d'uranium naturel déposé sur une feuille d'aluminium de $0,5 \text{ mg/cm}^2$.

(1) La valeur du coefficient de conversion dans la couche L de ce rayonnement déduite des mesures de PROHASKA [22] s'accorde bien avec l'hypothèse que ce rayonnement est quadrupolaire électrique.



- Fig. 28 -

Dans l'une, les électrons étaient détectés par le compteur proportionnel. Le rapport trouvé entre les nombres de coïncidences dues respectivement aux raies α_1 de ^{234}U et ^{238}U est voisin de la valeur 1,25 qui vient d'être citée ($1,35 \pm 0,05$).

Les énergies des électrons de conversion d'une couche déterminée (L ou M) provenant respectivement de la désexcitation des noyaux résiduels de la transmutation de ^{234}U et de ^{238}U sont très voisins (les énergies d'excitation diffèrent seulement de ~ 2 keV) L'efficacité du compteur proportionnel pour ces électrons est donc sensiblement la même dans les deux cas. Si les coefficients de conversion dans les couches L et M sont très voisins pour les deux noyaux, le rapport des nombres de coïncidences doit être voisin du rapport des intensités des raies α_1 : c'est bien ce que nous observons.

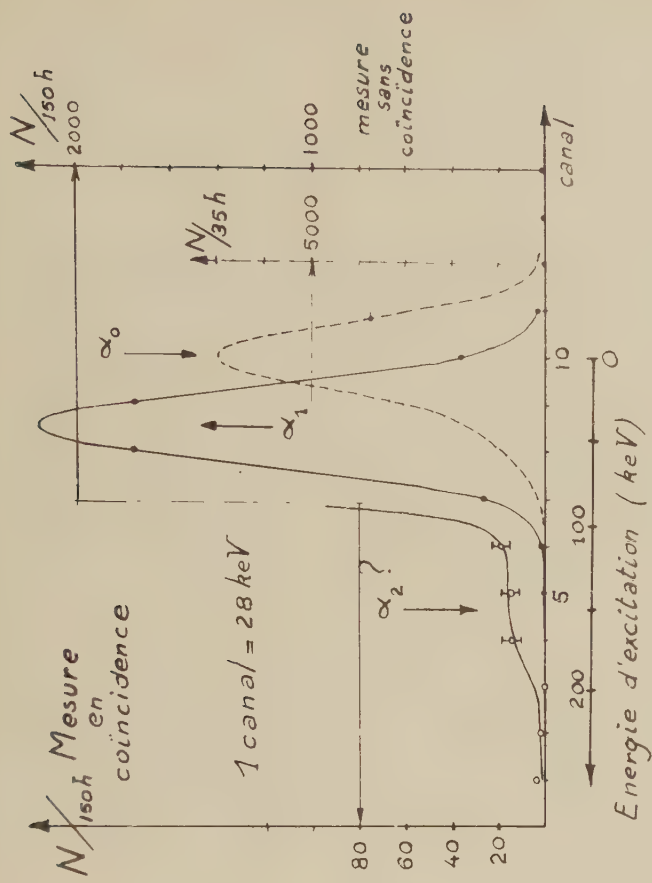
Dans une deuxième série de mesures, un écran de 5 mg/cm^2 d'aluminium séparait la source du compteur proportionnel. Seuls les photons X du groupe L sont alors détectés : le rapport des nombres de coïncidences $\alpha_1 - X$ pour ^{234}U et ^{238}U est alors $1,31 \pm 0,05$, ce qui confirme que les probabilités de conversion dans la couche L sont voisines pour les deux transitions considérées dans ^{230}Th et ^{234}Th . Si la transition dans ^{230}Th est bien quadrupolaire électrique il en est donc vraisemblablement de même dans ^{234}Th . Ce fait est en accord avec les propriétés des premiers états excités des noyaux pairs-pairs [21] .

Les mesures que nous avons effectuées dans la partie du spectre de ^{238}U s'étendent entre 170 et 300 keV en-dessous de α_0 n'ont pas révélé de raies de structure fine dont l'intensité excède 1 pour mille. A 150 keV de α_0 , nous avons trouvé des indications positives de l'existence d'une raie ayant une intensité de l'ordre de 1 pour mille.

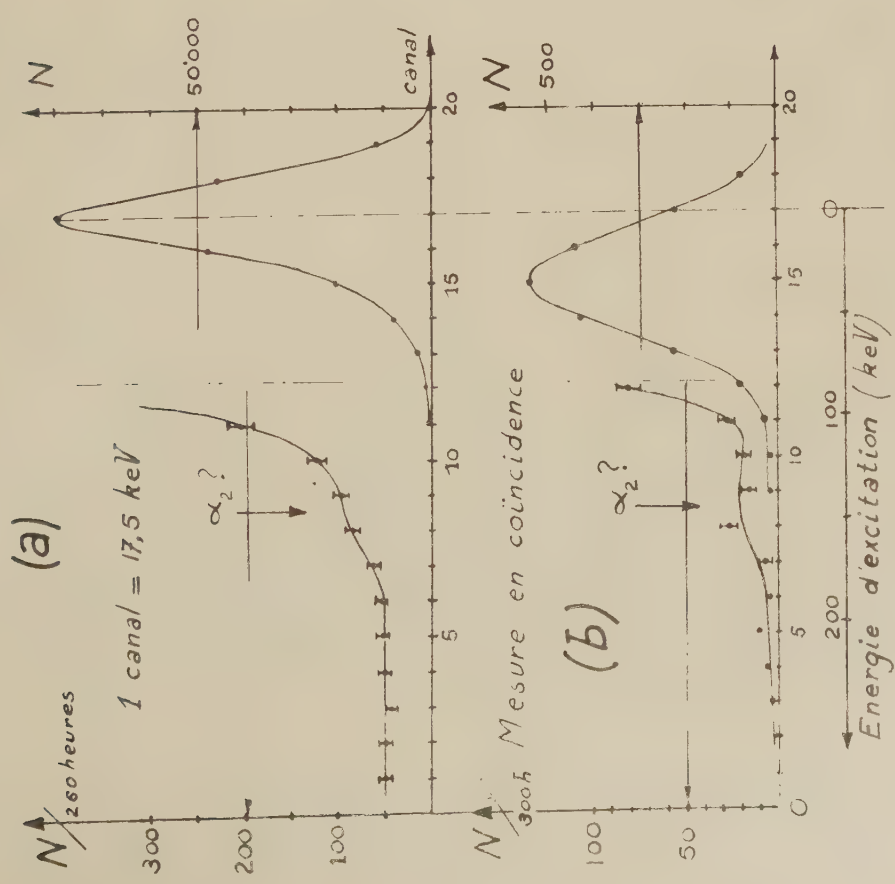
L'ensemble des mesures est représenté par les figures 29a (mesure sans coïncidence), 29b (mesure en coïncidence avec écran d'aluminium de 5 mg/cm^2 entre la source et le compteur) et la figure 30 (mesure en coïncidence avec écran de $0,5 \text{ mg/cm}^2$).

Par analogie avec ^{230}Th et ^{234}U on peut penser que cette raie de faible intensité de ^{238}U (α_2 sur les figures) serait homologue de la raie α_2 de ces deux corps. ^{234}Th présenterait alors un niveau d'excitation vers 165 keV, niveau se désintégrant par l'émission de deux rayonnements γ en cascade, en passant par l'intermédiaire du premier niveau de 50 keV. Cependant, d'autres mesures sont nécessaires pour confirmer l'existence de cette raie et son interprétation.

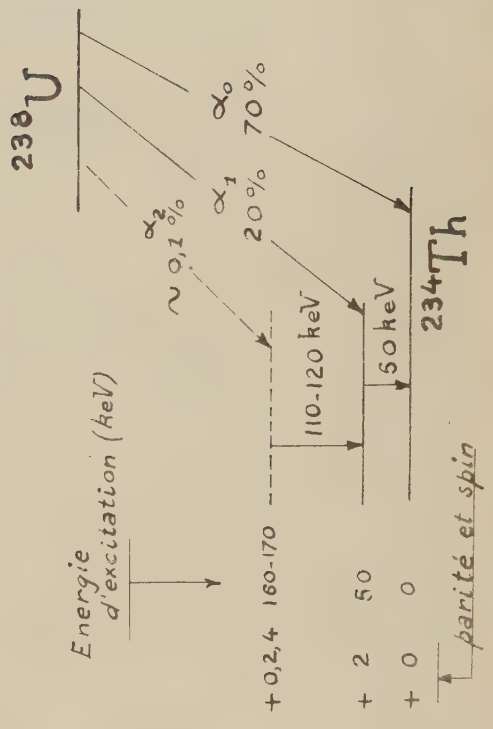
Le schéma de désintégration de ^{238}U que nous proposons sous réserve est représenté par la figure 31.



- Fig. 30 -



- Fig. 29a et 29b -



- Fig. 31 -

IV - INTERPRETATION -

A - Description qualitative.

On sait que les émetteurs α , ayant un nombre de protons et de neutrons pairs et qui ne sont pas trop voisins des nombres magiques 82 et 126, présentent une raie de structure fine intense. Il en est ainsi par exemple de ^{226}Ra [25], ^{228}Th [26], des noyaux qui ont été étudiés dans ce chapitre : ^{230}Th , ^{234}U , ^{238}U ; des transuraniens : ^{238}Pu , ^{240}Pu ... [27]. L'énergie d'excitation correspondant à cette raie de structure fine (α_1 d'après la terminologie utilisée ici) varie d'une façon lente et assez régulière en fonction de Z (nombre de charge) [28] et de A (nombre de masse) [29]. L'analogie entre les spectres de ces corps semble se poursuivre par l'existence commune d'une seconde raie de structure fine correspondant à une énergie d'excitation 3 fois plus grande environ que celle correspondant à la raie α_1 . Elle se présente donc, en quelque sorte, comme une "harmonique" de la première raie. Il en est ainsi de la raie α_2 que nous avons mise en évidence dans le spectre de ^{230}Th (intensité : 1,5 pour mille), de ^{234}U (intensité : 3 pour mille). Dans le cas du spectre de ^{238}U , l'existence d'une telle raie est probable (intensité : 0,5 à 1 pour mille). Les spectres de ^{228}Th (intensité : 2 pour mille), ^{238}Pu (intensité : 1,5 pour mille), ^{240}Pu (intensité : 2 pour mille), ^{242}Cm (intensité : 3,5 pour mille) présentent des raies analogues [27]. Bref, l'existence de la raie α_2 semble quasi-systématique.

En plus de ces raies dont nous venons de parler, on constate la présence, dans certains spectres, de raies irrégulières. Il en est ainsi de la raie à 250 keV de α_0 dans le spectre de ^{230}Th et de la raie à 210 keV, dans le spectre de ^{228}Th [27] ..., qui ne correspondent pas à des raies équivalentes dans les autres spectres.

B - La théorie de BOHR A. et MOTTELSON B. [30].

Les résultats relatifs aux raies " α_2 " des corps que nous venons de citer sont en accord avec l'hypothèse faite par BOHR A. et MOTTELSON B., que les niveaux excités correspondants seraient des niveaux de rotation. La théorie prévoit en effet, pour ces niveaux lorsqu'on n'est pas trop près des couches fermées, des propriétés caractéristiques : pour les noyaux pairs-pairs dont l'état fondamental a le spin 0 et la parité +, ces niveaux ont également la parité + et dans l'ordre des énergies d'excitation croissantes les spins 2, 4, 6 ... De plus, la théorie prévoit le rapport des énergies d'excitation de deux niveaux de rotation, ce rapport étant égal à 3,3 (ou légèrement inférieur). C'est bien ce qui est observé.

- C O N C L U S I O N -

Dans la première partie de ce travail, nous avons fait l'étude d'un spectromètre à impulsion dont la résolution et la stabilité ont été poussés aussi loin que possible.

Nous avons choisi, pour son fonctionnement simple et stable, la chambre d'ionisation travaillant en collection ionique. L'étude théorique de l'amplificateur nous a permis de réduire au mieux la dispersion des amplitudes provenant de l'électronique (bruit de fond, variation du facteur d'amplification avec le temps de collection des ions positifs).

L'enregistrement de chaque impulsion par le sélecteur d'amplitude que nous avons réalisé est suivi d'un temps mort pendant lequel aucune nouvelle impulsion ne peut être enregistrée. Les erreurs qui accompagnent le chevauchement des impulsions sont donc éliminées, ce qui rend possible l'utilisation de sources sensiblement plus intenses.

Pour réduire la queue des raies vers les faibles énergies, les particules α émises sous de faibles angles par rapport au plan de la source doivent être éliminés. Dans ce but, nous avons développé un procédé électronique, tirant parti de la variation de la composante électronique du signal fourni par la chambre en fonction de l'angle d'émission de la particule α . Ce procédé a, entre autres avantages, celui de ne pas réduire la surface de la source, comme le ferait un canaliseur.

Enfin, un compteur proportionnel disposé dans la chambre nous a permis d'effectuer la mesure de l'énergie des particules α en coïncidence avec une partie du rayonnement de désexcitation émis par le noyau résiduel.

Nous avons obtenu une valeur de l'écart type de 14,5 keV sur la mesure de l'énergie d'une particule α , en progrès sensible sur la plupart des résultats déjà obtenus par cette méthode ; la limite théorique correspondant à la technique actuelle est 10 keV environ. La stabilité du facteur d'amplification et du sélecteur d'amplitude permettait de maintenir constante, à un pour mille près environ, l'amplitude moyenne d'une raie analysée, pendant des périodes de plusieurs centaines d'heures, comparables aux temps de pose utilisés en spectrographie magnétique. Ce résultat permet la mesure d'émetteurs α de période allant jusqu'à 10^{13} ou 10^{14} ans, avec une précision du même ordre.

Dans la deuxième partie de ce travail, nous avons étudié l'émission α de la structure fine des noyaux suivants : ^{230}Th , ^{234}U et ^{238}U .

1°) ^{230}Th . -

Détermination de l'intensité et de l'énergie de la raie α_1 . Mise en évidence de deux nouvelles raies à 210 et 245 keV de la raie α_0 .

L'étude, en collaboration avec BENOIST P., FALK-VAIRANT P. et TEILLAC J., des corrélations angulaires avec les γ de 68 et 144 keV permet d'attribuer les spins 2 et 4 aux niveaux de 68 et 210 keV de ^{226}Ra .

2°) ^{234}U . -

Détermination de l'énergie de la raie α_1 . Mise en évidence d'une seconde raie à environ 170 keV de α_0 . Les transitions de 53 keV et 118 keV dans le noyau final (^{230}Th) s'interprètent comme étant de nature quadrupolaire électrique.

3°) ^{238}U . -

Détermination de l'énergie de la raie α_1 . Indications positives pour l'existence d'une raie de structure fine de faible intensité à 160-170 keV de α_0 , cette raie correspondant à un niveau d'excitation de ^{234}Th analogue au niveau de 210 keV dans ^{226}Ra et au niveau de 170 keV dans ^{230}Th .

Les résultats obtenus, concernant ^{226}Ra , ^{230}Th et ^{234}Th , cadrent bien avec la théorie de BOHR A. et MOTTELSON B. sur l'existence de niveaux énergétiques des noyaux correspondant à des états de rotation.

Manuscrit reçu le 13 avril 1954.

- B I B L I O G R A P H I E -

- C H A P I T R E I -

- [1] NAGGIAR V., CONJEAUD M.
- C.R. Acad. Sci. 1951, 232, 499.
- [2] WILKINSON D.H.
- Ionization Chambers and Counters - Cambridge University Press.
- [3] ROSSI B.B., STAUB H.H.
- Ionization Chambers and Counters - Mc. Graw-Hill Book Company - NEW-YORK.
- [4] JESSE W.P., FORSTAT H., et SADAUSKIS J.
- Phys. Rev. 1950, 77, 782.
- [5] JESSE W.P., SADAUSKIS J.
- Phys. Rev. 1953, 90, 1 120.
- [6] HARPER G.I., SALAMAN E.
- Proc. Roy. Soc. 1930, 1. 127, 175.
- [7] TYNDALL A.M.
- The Mobility of Positive Ions in Gases, Cambridge University Press.
- [8] GLENDENIN L.E.
- Nucleonics, 1948, janvier, 12.

- C H A P I T R E II -

- [1] ALFVEN H.
- Z. Physik. 1936, 99, 24.
- [2] JOHNSON E.A., JOHNSON G.A.
- Ph. Rev. 1936, 50, 170.
- [3] MILATZ J.M.W., KELLER K.J.
- Physica 1942, IX, 97.
- [4] VALLADAS G.
- Onde électrique 1953, XXXIII, 615.
- [5] VAN HEERDEN P.J.
- Thèse (Utrecht) 1945.

- [6] VALLADAS G., LEVEQUE A.
- Journal de Ph. et Rad. 1952, 13, p. 521.
- [7] WILSON R.
- Phil. Mag. 1950, 41, p. 66.
- [8] ELMORE W.C., SANDS M.
- Electronics, Mc Graw-Hill Book Company - NEW-YORK.
- [9] CAILLAT R., LALLEMANT C., VALLADAS G.
- Journal de Ph. et Rad. 1951, 12, p. 74.
- [10] KELLER K.J.
- Physica 1947, XIII, p. 326.
- [11] MILLER L.
- Electronics, 1941, novembre, p. 27.
- [12] CRANSHAW T.E., HARVEY J.A.
- Can. Journal of Res. 1948, A26, p. 243.
- [13] VALLADAS G.
- Journal de Ph. et Rad. 1950, II, p. 501.
- [14] GHIORSO A.
- Ph. Rev. 1951, 82, p. 979.
- [15] VALLADAS G.
- Journal de Ph. et Rad. 1951, 12, p. 53 A.

- C H A P I T R E I I I -

- [1] FANO U.
- Phys. Rev. 1947, 72, p. 26.
- [2] HANNA G.C., KIRKWOOD D.H.W., PONTECORVO B.
- Phys. Rev. 1949, 75, 985.
- [3] COTTON E.
- Annales de Physique, 1951, 6, p. 481.
- [4] SEABORG G.T.
- The Transuradium Elements - Tome II-Mc. Graw-Hill (NEW-YORK) p. 1 158.

- [5] CURIE I.
- Annales de Physique, 1925, 3, p. 328.
- [6] COTTON E., LEVEQUE A., COHEN R.
- J. de Phys. 1954, 15, 109.
- [7] ASARO F., PERLMAN I.
- Phys. Rev. 1952, 88, p. 828.
- [8] COCHE A., FARAGGI H., AVIGNON P., HAISSINSKY M.
- J. de Phys. 1949, 10, p. 312.
- [9] SEABORG G.T.
- The Actinide Elements (Mc Graw-Hill) p. 689.
- [10] JESSE W.P., SADAUSKIS J.
- Phys. Rev. 1953, 90, p. 1 120.
- [11] VICTOR C., TEILLAC J., FALK-VAIRANT P., BOUISSIERES G.
- J. de Phys. 1952, 13, p. 565.
- [12] ROSENBLUM S., VALADARES M., BLANDIN-VIAL J., BERNAS R.
- Comptes Rendus. 1954, 238, p. 1 496.
- [13] COMPTON et ALLISON
- X rays in Theory and Experiment p. 792.
- [14] GELLMAN H., GRIFFITH B.A., STANLEY J.P.
- Phys. Rev. 1952, 85, p. 944.
- [15] TEILLAC J.
- Comptes rendus 1950, 230, p. 1 056.
- [16] ALBOUY G., TEILLAC J.
- Comptes rendus 1952, 234, p. 829.
- [17] TAYLOR D.
- Nucleonics 1951, 9, n° 6, p. 7.

- C H A P I T R E IV -

- [1] CURIE I.
- J. Phys. et Rad. 1949, 10, 381.
- [2] RIOU M.
- Ann. de Phys. 1953, 8.
- [3] BOUISSIERES G., FALK-VAIRANT P., RIOU M. et VICTOR C.
- Comptes rendus 1953, 236, 1 874.
- [4] RASETTI F., BOOTH E.C.
- Phys. Rev. 1953, 91, 315.
- [5] VALLADAS G., BERNAS R.
- Comptes rendus 1953, 91, 2 230.
- [6] BERNAS R.
- J. Phys. et Rad. 1953, 14, 34.
- [7] ROSENBLUM S., VALADARES M., VIAL J.
- Comptes rendus 1948, 227, 1 088.
- [8] ALBOUY G., FARAGGI H., RIOU M., TEILLAC J.
- Comptes Rendus 1949, 229, 435.
- [9] ROSENBLUM S., VALADARES M.
- Comptes Rendus 1951, 232, 501.
- [10] ROSENBLUM S., VALADARES M., BLANDIN-VIAL J., BERNAS R.
- Comptes Rendus 1954, 238, 1 496.
- [11] FALK-VAIRANT P., TEILLAC J., VALLADAS G., BENOIST P.
- Comptes Rendus 1954, 238, 1 409.
- [12] BENOIST P., TEILLAC J., VALLADAS G., FALK-VAIRANT P.
- Comptes Rendus 1954, 238, 1 656.
- [13] VALLADAS G., TEILLAC J., FALK-VAIRANT P., BENOIST P.
- P. Phys. et Rad., 1955, 16, 125.
- [14] VICTOR C., TEILLAC J., FALK-VAIRANT P., BOUISSIERES G.
- J. Phys. et Rad. 1952, 13, 565.

- [15] TEMMER G.M., WYCKOFF J.M.
- Phys. Rev. 1953, 92, 913.
- [16] TEILLAC J.
- Comptes Rendus 1950, 230, 1 056.
- [17] ASARO F., PERLMAN I.
- Cités dans Rev. Mod. Phys. 1953, 25, 605.
- [18] BELL P.R., DAVIS R.C., FRANCIS J.E.
- ORNL 1 164 et Rev. Mod. Phys. 1953, 25, 605.
- [19] VALLADAS G.
- Comptes Rendus 1953, 237, 1 673.
- [20] SPINRAD B.I., KELLER L.B.
- Phys. Rev. 1951, 84, 1 056.
- [21] ROSENBLUM S., VALADARES M.
- Comptes Rendus 1952, 234, 2 359.
- [22] PROHASKA A.
- UCRL 1 395. (Thèse)
- [23] GELLMAN H., GRIFFITH B.A., STANLEY J.P.
- Phys. Rev. 1952, 85, 944.
- [24] ALBOUY G., TEILLAC J.
- Comptes Rendus 1952, 234, 829.
- [25] ROSENBLUM S., GUILLOT M., BASTIN-SGOFFIER G.
- Comptes Rendus 1949, 229, 108.
- [26] ROSENBLUM S., VALADARES M., PEREY M.
- Comptes Rendus 1949, 228, 385.
- [27] ASARO F.
-(Thèse) UCRL 2 180.
- [28] ROSENBLUM S., VALADARES M.
- Comptes Rendus 1952, 235, 711.

[29]

SCHARFF-GOLDHABER G.

- Phys. Rev. 1953, 90, 587.

[30]

BOHR A., MOTTELSON B.

- Dan. Mat. Fys. Medd. 1953, 27, n° 16.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION

CHAPITRE I - La chambre d'ionisation.-

I - Généralités	p. 5
II - Forme du signal	p. 7
III - Réalisation de la chambre ...	
Le gaz	p. 9
Conditions de fonctionnement	p. 10
Réalisation pratique	p. 11
Le compteur proportionnel	p. 13

CHAPITRE II - Le dispositif électronique.-

I - L'amplificateur

Généralités sur le bruit de fond	p. 15
Recherche du maximum $\frac{\text{amplitude}}{\text{bruit}}$	p. 17
Réalisation du filtre	p. 20
Intervention de la forme du signal fourni par la chambre. Choix du filtre "CR-RC"	p. 23
Réalisation du préamplificateur	p. 28
Réalisation de l'amplificateur final	p. 31

II - Le dispositif d'enregistrement

Le sélecteur d'amplitude	p. 35
Le circuit à temps mort	p. 36

III - Dispositif de mesures en coïncidence

Canalisation des particules α	p. 38
Mesures en coïncidence avec le compteur proportionnel	p. 39

IV - Utilisation de l'appareillage

CHAPITRE III - Exploitation de l'appareillage.-

I - Largeur des raies	p. 41
II - Effet des électrons de conversion	p. 48
III - Mesure des raies de faible intensité	p. 52

CHAPITRE IV -

I - Etude de la structure fine de ^{230}Th	p. 57
---	-------

II - Etude de la structure fine de ^{234}U	p. 59
III - Etude de la structure fine de ^{238}U	p. 61
IV - Interprétation	p. 64
CONCLUSION	p. 65
BIBLIOGRAPHIE	p. 67

DEUXIÈME THÈSE.

Propositions données par la Faculté :

MISE EN EVIDENCE EXPERIMENTALE DU NEUTRINO

Vu et approuvé :

Paris, le 21 mai 1954

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

Pour le Doyen, l'Assesseur :

Robert LEVY

VU

et Permis d'imprimer :

**Le Recteur de l'Académie
de Paris,**

Jean SARRAILH

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Nom du Candidat : VALLADAS

Prénom : Georges

Date de soutenance : 26 mai 1954

Numéro d'ordre : Série A, 2834, N° 3705

VALLADAS (Georges).- Contribution à l'étude de la spectrométrie α par la chambre d'ionisation à impulsion. Application à l'étude de la structure fine du rayonnement de quelques noyaux lourds. *Commissariat à l'Energie atomique, Service de Documentation, 1955, 74 p., fig. Th. Sc. Phys., Paris 1954, Série A, 2834, n° 3705*

VALLADAS (Georges).- Contribution à l'étude de la spectrométrie α par la chambre d'ionisation à impulsion. Application à l'étude de la structure fine du rayonnement de quelques noyaux lourds. *Commissariat à l'Energie atomique, Service de Documentation, 1955, 74 p., fig. Th. Sc. Phys., Paris 1954, Série A, 2834, n° 3705*

VALLADAS (Georges).- Contribution à l'étude de la spectrométrie α par la chambre d'ionisation à impulsion. Application à l'étude de la structure fine du rayonnement de quelques noyaux lourds. *Commissariat à l'Energie atomique, Service de Documentation, 1955, 74 p., fig. Th. Sc. Phys., Paris 1954, Série A, 2834, n° 3705*

VALLADAS (Georges).- Contribution à l'étude de la spectrométrie α par la chambre d'ionisation à impulsion. Application à l'étude de la structure fine du rayonnement de quelques noyaux lourds. *Commissariat à l'Energie atomique, Service de Documentation, 1955, 74 p., fig. Th. Sc. Phys., Paris 1954, Série A, 2834, n° 3705*

